

ХАОТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ СОЛИТОНОПОДОБНЫЕ ИМПУЛЬСЫ В АКТИВНЫХ КОЛЬЦЕВЫХ РЕЗОНАТОРАХ С ФЕРРОМАГНИТНЫМИ ПЛЕНКАМИ

С. В. Гришин^{a}, Т. М. Голова^a, М. А. Морозова^a, Д. В. Романенко^a,
Е. П. Селезнёв^b, И. В. Сысоев^a, Ю. П. Шараевский^a*

^a *Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского
410012, Саратов, Россия*

^b *Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова
Российской академии наук
410019, Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 12 марта 2015 г.

Приводятся теоретические и экспериментальные результаты, демонстрирующие генерацию квазипериодических последовательностей параметрических солитоноподобных импульсов в активном кольцевом резонаторе с ферромагнитной пленкой при трехволновой параметрической неустойчивости поверхностной магнитостатической волны. Данные диссипативные структуры формируются во времени за счет конкуренции между кубической нелинейностью, являющейся результатом параметрической связи спиновых волн, и временной дисперсии, создаваемой в автоколебательной системе объемным резонатором. Развитие динамического хаоса вследствие параметрической неустойчивости поверхностной магнитостатической волны обуславливает нерегулярное поведение фазы, которое, однако, не приводит к разрушению квазипериодической последовательности импульсов при изменении усиления в широком интервале значений. Генерируемые солитоноподобные импульсы имеют хаотическую природу, что подтверждают проведенные оценки значений старшего показателя Ляпунова по экспериментальным временным рядам.

DOI: 10.7868/S0044451015100089

1. ВВЕДЕНИЕ

Солитон, или уединенная волна является одним из основных фундаментальных явлений теории нелинейных волн [1]. Солитоны обнаружены и активно исследуются в различных областях науки (гидродинамике, нелинейной оптике, биологии и др.) и находят применение в качестве новых носителей информации в оптических линиях связи [2]. Оптические солитоны являются наиболее изученными объектами, среди которых можно выделить керровские и параметрические солитоны [3]. Наличие у оптической среды кубической (керровской) нелинейности является необходимым условием для формирования керровских солитонов. Для параметрических солитонов характерна связь между оптиче-

скими волновыми полями внутри оптической среды. Если связь имеет квадратичный характер, то такие связанные состояния называются квадратичными параметрическими солитонами [3, 4].

В магненике активно исследуются магнитные солитоны, или солитоны огибающей магнитостатических волн (МСВ), которые наблюдаются как в ферромагнитных пленках [5–10], так и в активных кольцевых резонаторах на их основе [11–16]. В работах [5–16] магнитные солитоны являются аналогами оптических керровских солитонов, так как формируются в результате установления баланса между дисперсией и кубической нелинейностью, которая обусловлена нелинейностью самой ферромагнитной среды. Нелинейность ферромагнитной среды приводит к развитию четырехволновых взаимодействий спиновых волн (СВ), к появлению модуляционной неустойчивости и динамического хаоса. Наличие у МСВ пространственной дисперсии являет-

*E-mail: grishfam@sgu.ru

ся причиной дисперсионного расплывания спин-волновых импульсов, которое компенсируется нелинейным укручением их фронтов. Установление баланса между этими двумя прямо противоположными эффектами приводит к образованию структур со стационарным профилем амплитуды, получивших в литературе название светлых солитонов [3]. Длительность сформировавшихся пространственных светлых солитонов не превышает время их прохождения через ферромагнитную пленку и имеет величину порядка нескольких десятков наносекунд. При определенных значениях амплитуды огибающая может иметь хаотическое изменение, что приводит к формированию хаотических солитонов, которые при четырехволновых взаимодействиях были обнаружены как в ферромагнитных пленках [10], так и в активных кольцевых резонаторах на их основе [16]. В указанных работах для подтверждения хаотической природы генерируемых структур по экспериментальным временным рядам были рассчитаны различные виды размерностей (корреляционная, фрактальная и минимальная размерность вложения) и старший показатель Ляпунова. Таким образом, при четырехволновых процессах взаимодействия СВ оба нелинейных явления (солитоны и динамический хаос) могут сосуществовать одновременно друг с другом, а их кооперация приводит к образованию хаотических солитонов.

Помимо четырехволновых взаимодействий в ферромагнитных пленках существуют трехволновые параметрические взаимодействия СВ [17]. Как показано в работах [18, 19], параметрическое возбуждение обратных объемных МСВ (ОМСВ) внешней импульсной электромагнитной накачкой в активном кольцевом резонаторе с ферромагнитной пленкой приводит к генерации солитоподобных импульсов на частоте ОМСВ, вдвое меньшей частоты накачки. Такие структуры, как и в случае четырехволновых взаимодействий, формируются непосредственно в самой пленке за один проход сигнала по кольцу. Однако в ферромагнитных пленках существуют и так называемые трехволновые параметрические процессы распада МСВ, для которых внешняя накачка не требуется. В этом случае в роли накачки выступает непосредственно сама МСВ, которая параметрически возбуждает на вдвое меньших частотах коротковолновые СВ при достижении амплитуды МСВ некоторого порогового значения. Данные процессы развиваются при гораздо меньших уровнях мощности, чем четырехволновые процессы взаимодействия СВ [17], а наличие параметрической связи между амплитудами МСВ и СВ

является причиной появления кубической нелинейности [20–22]. Использование в цепи обратной связи резонансных элементов (объемных резонаторов [23], клистронов-усилителей [21, 22, 24], магнетонных кристаллов [25] или магнетонных квазикристаллов [20, 22, 26]) создает в активных кольцевых резонаторах один или несколько характерных временных масштабов, связанных с собственными резонансными частотами этих элементов. Наличие указанных временных масштабов приводит к появлению временной дисперсии, которая совместно с кубической нелинейностью обуславливает формирование параметрических временных структур, являющихся аналогами светлых солитонов. Такие структуры формируются за много проходов сигнала через ферромагнитную пленку, а их длительность может иметь величину от нескольких сотен наносекунд до единиц микросекунд. Помимо этого, трехволновая параметрическая неустойчивость МСВ является причиной генерации динамического хаоса [27–33]. Совместное присутствие обоих этих нелинейных явлений приводит к генерации хаотических параметрических солитоподобных импульсов, которая впервые была обнаружена в активном кольцевом резонаторе с ферромагнитной пленкой и объемным резонатором [23]. Генерируемые здесь стационарные последовательности солитоподобных импульсов являются квазипериодическими вследствие нерегулярного изменения фазы между импульсами. Однако в работе [23] не дано теоретическое обоснование механизма формирования таких структур и не представлено строгое доказательство их хаотической природы.

В настоящей работе рассматривается модель кольцевой автоколебательной системы с линейным осциллятором и ферромагнитной средой, в которой существует трехволновый параметрический распад поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ). На основе аналитических расчетов показано, что предложенная модель может быть сведена к нелинейному уравнению Шредингера (НУШ), записанному для временного солитона. Численное решение НУШ указывает на возможность формирования параметрического временного солитона, длительность которого, а также расстояние, на котором он формируется, могут намного превышать аналогичные параметры, характерные для керровского (пространственного) солитона. Представленные экспериментальные результаты подтверждают численные расчеты, демонстрируя генерацию квазипериодических последовательностей солитоподобных импульсов большой длительности за много проходов через фер-

ромагнитную среду. Проведенные расчеты значений старшего показателя Ляпунова по экспериментальным временным рядам указывают на хаотическую природу генерируемых параметрических структур.

2. МОДЕЛЬ АКТИВНОГО КОЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА С ФЕРРОМАГНИТНОЙ СРЕДОЙ В УСЛОВИЯХ ТРЕХВОЛНОВОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН

Как известно [17], основной вклад в нелинейное затухание МСВ в длинноволновой части микроволнового диапазона вносят трехволновые процессы распада МСВ, приводящие к параметрическому возбуждению СВ вблизи половинного значения частоты МСВ. Рассмотрим простую модель трехволнового параметрического взаимодействия ПМСВ с СВ в ферромагнитной пленке, схематическое изображение которой показано на рис. 1. Предполагается, что ферромагнитная пленка не ограничена в плоскости xz , а внешнее постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 направлено вдоль оси z . Для СВ с большими значениями волновых чисел k ($k \gg 1/d$, где d — толщина пленки в направлении оси y) размеры пленки можно не учитывать. Будем полагать, что для ПМСВ параметрические процессы распада разрешены, т. е. $\omega_0 \geq 2\omega_{kmin}$, где ω_0 — частота ПМСВ, ω_{kmin} — минимальная частота СВ. На рис. 1 введены следующие обозначения: \mathbf{k}_0 — волновой вектор ПМСВ, \mathbf{k} и \mathbf{k}' — проекции волновых векторов СВ на плоскость xz ; θ_k и $\theta_{k'} = \pi - \theta_k$ — углы между магнитным полем \mathbf{H}_0 и спиновыми волнами с волновыми векторами

\mathbf{k} и \mathbf{k}' . Рассматривая СВ как волновой пакет, состоящий из плоских волн и двигающийся с групповой скоростью $\mathbf{V}_g = \partial\omega_k/\partial\mathbf{k}$, запишем условие трехволнового параметрического взаимодействия ПМСВ с СВ в следующем виде [17]:

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \omega_k + \omega_{k'}, \\ \mathbf{k}_0 &= \mathbf{k} + \mathbf{k}' + \Delta\mathbf{k}, \end{aligned} \tag{1}$$

где ω_k и $\omega_{k'}$ — частоты параметрически возбуждаемых СВ, а $\Delta\mathbf{k}$ — расстройка между волновыми векторами СВ и ПМСВ, определяющая пространственный рассинхронизм между этими волнами.

В предположении, что условие (1) выполняется, система уравнений для кольцевой автоколебательной системы, записанная для медленных амплитуд ПМСВ и СВ с учетом усиления амплитуды ПМСВ и наличия в цепи положительной обратной связи резонатора, примет следующий вид [1, 20–22, 29, 33]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m}{\partial t} + V_g^0 \frac{\partial m}{\partial x} + \alpha_0 m - jB_1 b_1 b_2 &= K\varphi, \\ \frac{\partial b_1}{\partial t} + V_g \frac{\partial b_1}{\partial x} + \alpha_k b_1 - jB_2 m b_2^* &= 0, \\ \frac{\partial b_2}{\partial t} + V_g \frac{\partial b_2}{\partial x} + \alpha_k b_2 - jB_2^* m b_1^* &= 0, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} + (\alpha + j\Delta\omega)\varphi &= \chi m, \end{aligned} \tag{2}$$

где m , b_1 , b_2 — медленные амплитуды ПМСВ и СВ соответственно на частотах ω_0 , ω_k и $\omega_{k'}$, V_g^0 и V_g — групповые скорости ПМСВ и СВ в направлении оси x , α_0 и α_k — потери ПМСВ и СВ,

$$B_1 = V_g^0 \frac{4\omega_M \omega_H + (\omega_0 + \omega_H)(\omega_k + \omega_H)}{4d\omega_M \omega_k} \times \sin \theta_k \cos \theta_k \exp(j\Delta k x),$$

$$B_2 = \frac{\omega_M(\omega_H + \omega_k)}{2\omega_0} \sin \theta_k \cos \theta_k \exp(-j\Delta k x),$$

$\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, γ — гиромангнитное отношение, равное $2\pi \cdot 2.8$ МГц/Э, M_0 — намагниченность насыщения, $\omega_H = \gamma H_0$ — частота ферромагнитного резонанса, K — коэффициент усиления кольца, φ — медленная амплитуда сигнала в линейном осцилляторе, α — потери в линейном осцилляторе, χ — коэффициент возбуждения линейного осциллятора, $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_r$, ω_r — собственная частота линейного осциллятора. При записи системы (1) предполагалось, что $\omega_k = \omega_{k'}$, а дисперсия ПМСВ и СВ не учитывалась.

Первые три уравнения системы (2) описывают нелинейную параметрическую связь комплексных амплитуд огибающих ПМСВ и СВ, а последнее уравнение — поведение комплексной огибающей сигнала

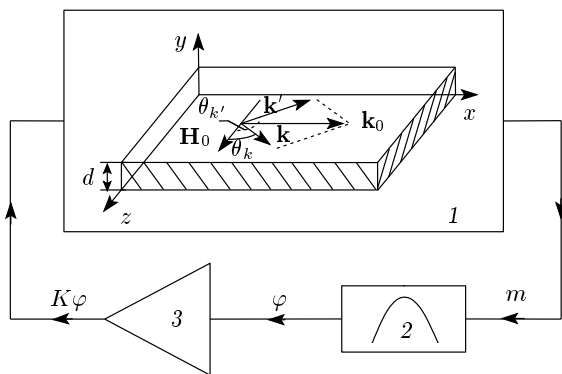


Рис. 1. Блок-схема модели активного кольцевого резонатора при трехволновом параметрическом распаде ПМСВ: 1 — ферромагнитная пленка; 2 — объемный резонатор; 3 — усилитель

в резонаторе. Ниже будет показано, что при определенных упрощающих предположениях система уравнений (2) может быть сведена к одному уравнению, которое представляет собой НУШ и описывает неустойчивость в нелинейной распределенной системе с временной дисперсией.

Полагая, что $b_1 = b_2 = b_0$, $m = m_0 \exp(j\Delta kx)$ и $\alpha_0 = \alpha_k = 0$ (линейные потери ПМСВ и СВ не учитываются), перепишем систему уравнений (2) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_0}{\partial t} + V_g^0 \frac{\partial m_0}{\partial x} + j\Delta k V_g^0 m_0 - j\hat{B}_1 b_0^2 &= \\ &= K\varphi \exp(-j\Delta kx), \\ \frac{\partial b_0}{\partial t} + V_g \frac{\partial b_0}{\partial x} - j\hat{B}_2 b_0^* m_0 &= 0, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} + (\alpha + j\Delta\omega)\varphi &= \chi m_0 \exp(j\Delta kx), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\hat{B}_1 = B_1 \exp(-j\Delta kx)$, а $\hat{B}_2 = B_2 \exp(j\Delta kx)$. Первые два уравнения представляют собой систему двух квадратично связанных нелинейных уравнений. По аналогии с оптикой [3], в случае больших значений волновой расстройки ($\Delta k V_g^0 \gg \partial m_0 / \partial t$, $V_g^0 \partial m_0 / \partial x$) два квадратичных нелинейных эффекта связываются каскадным образом и приводят к появлению эффективной кубической нелинейности керровского типа. С учетом сделанного выше предположения из первого уравнения системы (3) получаем

$$m_0 = \frac{\hat{B}_1}{\Delta k V_g^0} b_0^2 - j \frac{K}{\Delta k V_g^0} \varphi \exp(-j\Delta kx). \quad (4)$$

Подставляя (4) во второе и третье уравнения системы (3), получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial b_0}{\partial t} + V_g \frac{\partial b_0}{\partial x} - j\beta_1 |b_0|^2 b_0 - \beta_2 b_0^* \varphi &= 0, \\ \frac{\partial \varphi}{\partial t} + [\alpha + j(\Delta\omega + \beta_3)]\varphi - \beta_4 b_0^2 &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \frac{B_1 B_2}{\Delta k V_g^0}, & \beta_2 &= \frac{K B_2}{\Delta k V_g^0}, \\ \beta_3 &= \frac{\chi K}{\Delta k V_g^0}, & \beta_4 &= \frac{\chi B_1}{\Delta k V_g^0}. \end{aligned}$$

Система (5) представляет собой систему двух уравнений с нелинейной связью относительно b_0 и φ , которая является квадратичной. Помимо этого, первое уравнение в (5) содержит кубическую нелинейность (пропорциональную $|b_0|^2 b_0$), появление которой обусловлено параметрическим взаимодействием ПМСВ с СВ. Второе уравнение в (5), описываю-

щее временную динамику резонатора, является линейным относительно φ , но содержит нелинейный член, пропорциональный b_0^2 .

Выражая φ из первого уравнения системы (5) и подставляя во второе уравнение, в пренебрежении быстроосциллирующими членами получаем уравнение для комплексной амплитуды огибающей СВ:

$$j \left(\frac{\partial b_0}{\partial x} + \frac{1}{V_g} \frac{\partial b_0}{\partial t} \right) + \frac{1}{2} D \frac{\partial^2 b_0}{\partial t^2} + N |b_0|^2 b_0 = 0, \quad (6)$$

где

$$D = \frac{2\Delta k V_g^0}{V_g (\Delta\omega \Delta k V_g^0 + \chi K)}$$

и

$$N = \frac{\Delta\omega B_1 B_2}{V_g (\Delta\omega \Delta k V_g^0 + \chi K)}$$

— коэффициенты соответственно дисперсии и нелинейности.

Уравнение (6) представляет собой НУШ, которое получено для временного солитона в предположении, что $\alpha \ll \Delta\omega + \beta_3$, т. е. резонатор обладает достаточно большой добротностью ($\alpha \rightarrow 0$). На возможность формирования таких структур в активном кольцевом резонаторе при трехволновом параметрическом распаде ПМСВ впервые было указано авторами работы [23]. Если выполняется критерий Лайтхилла ($DN > 0$), то данное НУШ имеет стационарное решение в виде светлого солитона [3]. Как следует из уравнения (6), параметрические временные светлые солитоны формируются при $\Delta\omega > 0$, когда собственная частота резонатора ω_r меньше частоты генерации, совпадающей с частотой ω_0 ПМСВ. При $\Delta\omega < 0$ НУШ имеет решение в виде параметрического временного темного солитона.

Используя новые переменные $S = V_g t$ и $\xi = 2S + x$ и полагая, что $b_0 = b(\xi) \exp(-j\zeta S)$, из (6) получаем

$$\frac{d^2 b}{d\xi^2} - j \left(2\zeta - \frac{2}{DV_g^2} \right) \frac{db}{d\xi} - \zeta^2 b + \rho |b|^2 b = 0, \quad (7)$$

где $\rho = 2N/DV_g^2$. Полагая $\zeta - 1/DV_g^2 = 0$, приходим к обыкновенному дифференциальному уравнению с действительными переменными:

$$\frac{d^2 b}{d\xi^2} - \nu b + \rho b^3 = 0, \quad (8)$$

где $\nu = \zeta^2 = 1/D^2 V_g^4$.

Уравнение (8) представляет собой типичное уравнение для кноидальных волн и является полностью

интегрируемым [34]. При $\nu > 0$, $\rho > 0$ и выполнении граничных условий в виде $b \rightarrow 0$, $db/d\xi \rightarrow 0$ при $\xi \rightarrow \infty$, получаем решение в виде светлого солитона [34]:

$$b = \frac{2\nu/\rho}{\text{ch}(\sqrt{\nu}\xi)}. \quad (9)$$

Таким образом, условие $\zeta - 1/DV_g^2 = 0$ определяет одно из стационарных решений уравнения (7) в виде (9) и амплитуду солитона, которая пропорциональна $\nu = \sqrt{\zeta}$. Как следует из (4), параметрический светлый солитон будет формироваться и на частоте ПМСВ с амплитудой равной квадрату амплитуды СВ.

Впервые временные солитоны были обнаружены в оптических световодах при распространении в них импульсов пикосекундной длительности [35, 36]. Низкие значения дисперсии групповой скорости ($|D| \approx 1 \text{ пс}^2/\text{км}$) и коэффициента нелинейности ($N \approx 2\text{--}3 \text{ Вт}^{-1}/\text{км}$) волоконных световодов обуславливают большие значения дисперсионной длины L_D . Как следствие этого оптические временные солитоны формируются на расстояниях около 1 км. Спиновые волны, которые распространяются в ферромагнитных пленках, являются сильно замедленными волнами, групповая скорость которых намного меньше скорости света в свободном пространстве. В связи с этим активные кольцевые резонаторы на основе ферромагнитных пленок, в отличие от оптических световодов, обладают гораздо большими значениями дисперсии групповой скорости, что приводит к существенному уменьшению величины L_D . Покажем это.

Групповая скорость ПМСВ, распространяющейся в свободной ферромагнитной пленке, рассчитывается на основе известного дисперсионного выражения [37] и определяется как

$$V_g^0 = \frac{1}{4} d\omega_M^2 \exp(-2k_0d) \times \left\{ \omega_H(\omega_H + \omega_M) + \frac{\omega_M^2}{4} [1 - \exp(-2k_0d)] \right\}^{-1/2}. \quad (10)$$

При $\omega_0 = 2\pi \cdot 2084 \text{ МГц}$ (значение ω_0 соответствует экспериментальному значению, взятому из работы [23]) имеем $k_0 = 32.4 \text{ см}^{-1}$. Полагая $d = 40 \text{ мкм}$, $4\pi M_0 = 1680 \text{ Гс}$ и $H_0 = 208 \text{ Э}$, из выражения (10) получаем $V_g^0 = 5.15 \cdot 10^7 \text{ см/с}$. Проекция групповой скорости СВ на ось x рассчитывается на основе дисперсионного выражения для СВ, распространяющихся в безграничной среде [17], и определяется как

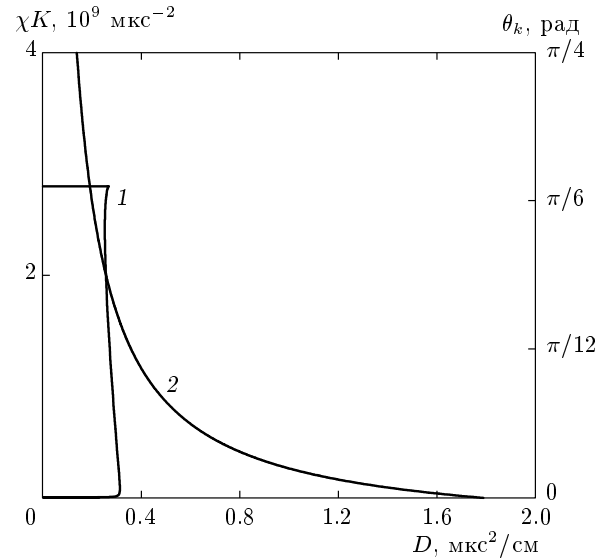


Рис. 2. Рассчитанные зависимости дисперсии D групповой скорости активного кольцевого резонатора с ферромагнитной пленкой от угла θ_k спиновых волн (кривая 1) и усиления K кольца (кривая 2). Для кривой 1 $\chi K = 2 \cdot 10^9 \text{ мкс}^{-2}$; для кривой 2 $\theta_k = 21^\circ 45'$, $\Delta k = 2k_x - k_0 = 8.91 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ и $V_g = 7.54 \cdot 10^3 \text{ см/с}$. В обоих случаях $d = 40 \text{ мкм}$, $4\pi M_0 = 1680 \text{ Гс}$, $H_0 = 208 \text{ Э}$, $\omega_0 = 2\pi \cdot 2084 \text{ МГц}$, $\omega_k = \omega_0/2$, $k_0 = 32.4 \text{ см}^{-1}$, $V_g^0 = 5.15 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ и $\Delta\omega = 2\pi \cdot 11.6 \text{ МГц}$

$$V_g = \frac{\gamma D_{exch} k_x}{\omega_k} \times [2(\omega_H + \gamma D_{exch} k^2) + \omega_M \sin^2 \theta_k], \quad (11)$$

где

$$\omega_k = [(\omega_H + \gamma D_{exch} k^2) \times (\omega_H + \gamma D_{exch} k^2 + \omega_M \sin^2 \theta_k)]^{1/2},$$

$D_{exch} = 4.6 \cdot 10^{-9} \text{ Э}\cdot\text{см}^2$ — константа неоднородного обмена [38], $k_x = k \sin \theta_k$.

Известно, что в ферромагнитной пленке спиновые волны распространяются в виде волнового пакета [39], который при $\omega_k = \omega_0/2$ существует в определенном диапазоне углов θ_k и характеризуется широким спектром изменения волновых чисел. Такие анизотропные свойства СВ приводят к зависимости дисперсии групповой скорости активного кольцевого резонатора от угла θ_k , что подтверждается приведенными на рис. 2 результатами расчета. Из рис. 2 видно, что волновой пакет СВ существует в интервале углов $0 \leq \theta_k < 31^\circ 47'$, а при $\theta_k \approx 21^\circ 45'$ и $\chi K = 2 \cdot 10^9 \text{ мкс}^{-2}$ значение дисперсии групповой скорости $D = 0.26 \text{ мкс}^2/\text{см} =$

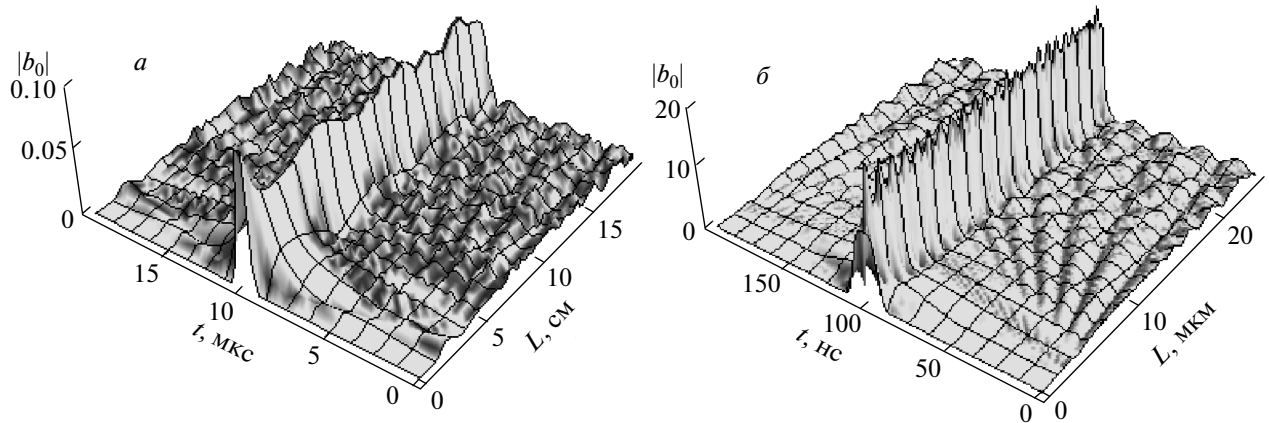


Рис. 3. Результаты моделирования пространственно-временной эволюции супергауссовых импульсов разной длительности $T_d = 1$ мкс (*a*) и $T_d = 20$ нс (*б*), полученные при численном решении уравнения (6). При расчетах $d = 40$ мкм, $4\pi M_0 = 1680$ Гс, $H_0 = 208$ Э, $\theta_k = 21^\circ 45'$, $\omega_0 = 2\pi \cdot 2084$ МГц, $\omega_k = \omega_0/2$, $V_g^0 = 5.15 \cdot 10^7$ см/с, $V_g = 7.54 \cdot 10^3$ см/с, $\Delta k = 8.91 \cdot 10^4$ см $^{-1}$, $\Delta\omega = 2\pi \cdot 11.6$ МГц, $\chi K = 2 \cdot 10^9$ мкс $^{-2}$, $D = 0.26$ мкс 2 /см, $N = 387$ см $^{-1}$, $B_0 = 0.098$ (*a*), $B_0 = 10.95$ (*б*)

$= 2.6 \cdot 10^{16}$ пс 2 /км соответствует максимальному значению $V_g = 7.54 \cdot 10^3$ см/с. Из рис. 2 также следует, что дисперсия групповой скорости активного кольцевого резонатора помимо угловой зависимости имеет зависимость от усиления K . Максимальное значение $D = 1.82$ мкс 2 /см $= 1.82 \cdot 10^{17}$ пс 2 /км наблюдается при $\chi K = 0$ и уменьшается с увеличением K . Таким образом, рассчитанные значения D для активного кольцевого резонатора с ферромагнитной пленкой при параметрическом возбуждении СВ, могут на 16–17 порядков превышать значения D для волоконных световодов из-за низких значений групповой скорости СВ.

Дисперсионная длина временного солитона рассчитывается на основе известного соотношения $L_D = T_d^2/|D|$ [3]. Для импульсов с характерными длительностями $T_d = 1$ мкс и $T_d = 20$ нс, которые могут генерироваться в активных кольцевых резонаторах с ферромагнитными пленками при трех- и четырехволновых процессах взаимодействия, дисперсионные длины имеют значения $L_D = 3.8$ см и $L_D = 15$ мкм при $D = 0.26$ мкс 2 /см. Полученные значения L_D на 5–8 порядков меньше дисперсионной длины оптических световодов.

На рис. 3 приведены результаты численного моделирования пространственно-временной эволюции супергауссовых импульсов, полученные на основе уравнения (6). Для численного решения этого уравнения использовался фурье-метод расщепления по физическим факторам (SSFM) [40]. Начальные и граничные условия задавались в виде

$$b_0(0, t) = B_0 \exp\left(-\frac{t^4}{T_d}\right),$$

$$b_0\left(x, -\frac{t_1}{2}\right) = b_0\left(x, \frac{t_1}{2}\right),$$

где B_0 — амплитуда начального импульса, T_d — длительность начального импульса, t_1 — время наблюдения. Результаты решения уравнения (6) представлены в системе координат, движущейся с групповой скоростью V_g . Из представленных на рис. 3*a* результатов следует, что из начального супергауссового импульса длительностью $T_d = 1$ мкс формируется импульс со стационарным профилем на расстоянии $L_{calc} \approx 5$ см. Уменьшение длительности начального импульса до $T_d = 20$ нс приводит к уменьшению расстояния, на котором формируется временной светлый солитон, до $L_{calc} \approx 4$ мкм. Полученные в результате численного моделирования значения длин формирования временных солитонов достаточно хорошо согласуются с приведенными выше аналитическими значениями дисперсионной длины. Помимо уменьшения дисперсионной длины с уменьшением длительности наблюдается увеличение пороговой мощности формирования временного солитона. Так, по сравнению с пороговым значением мощности временного солитона с $T_d = 1$ мкс пороговое значение мощности временного солитона с $T_d = 20$ нс возрастает в $1.2 \cdot 10^4$ раз. Аналитические оценки дали увеличение пороговой мощности в $2.5 \cdot 10^3$ раза. Таким образом, результаты численного моделирования указывают на возможность формирования временных солитонов микросекундной длительности на достаточно протяженной длине ферромагнитной пленки,

а порог, необходимый для их формирования, уменьшается с увеличением длительности импульса.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Макет активного кольцевого резонатора с ферромагнитной пленкой

Для генерации солитоноподобных импульсов используется макет активного кольцевого резонатора (рис. 4), содержащий твердотельный усилитель 1, объемный резонатор 2, переменный аттенюатор 7 и спин-волновую линию передачи 8, которые последовательно соединены друг с другом и замкнуты в кольцо. Усилитель работает в малосигнальном режиме и используется в основном для компенсации потерь в кольце. Спин-волновая линия передачи имеет стандартную конфигурацию линии задержки, которая содержит два (входной и выходной) микрополосковых преобразователя, расположенных на расстоянии $l = 3$ мм друг относительно друга, и ферромагнитную пленку. В качестве ферромагнитной пленки используется пленка железо-иттриевого граната (ЖИГ) с намагниченностью насыщения 1680 Гс, толщиной 40 мкм, шириной 6 мм и длиной 14 мм. Внешнее постоянное магнитное поле $H_0 = 208$ Э прикладывается касательно к поверхности пленки и перпендикулярно к направлению распространения МСВ. В этом случае в пленке ЖИГ возбуждается ПМСВ, для которой при данном значении магнитного поля трехволновые параметрические процессы распада/слияния разрешены [17]. Указанные параметрические процессы являются пороговыми и обуславливают нелинейность исследуемой автоколебательной системы. Для частотной селекции кольцевых мод используется объемный резонатор с резо-

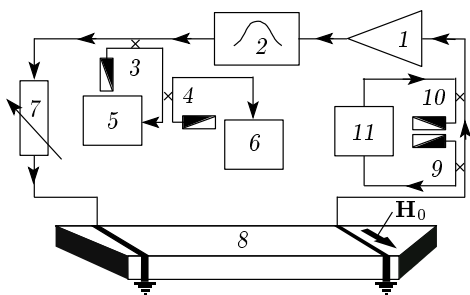


Рис. 4. Блок-схема экспериментального макета активного кольцевого резонатора с ферромагнитной пленкой

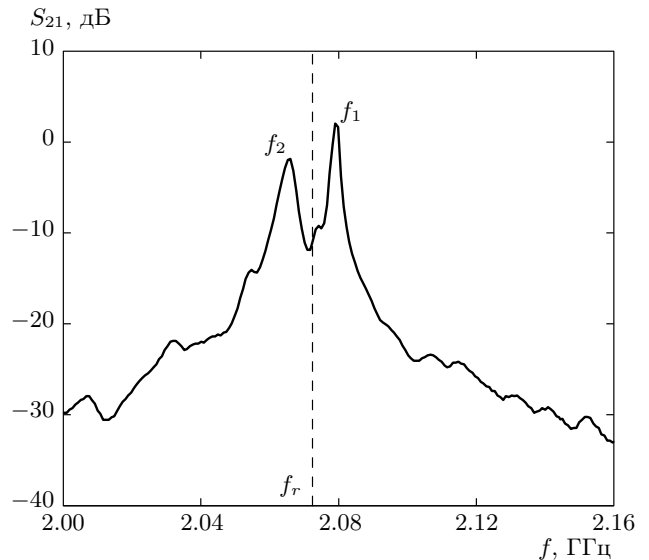


Рис. 5. Амплитудно-частотная характеристика активного кольцевого резонатора с ферромагнитной пленкой

нансной частотой $f_r = 2072.4$ МГц и нагруженной добротностью $Q_L = 474$. Визуализация генерируемых структур в частотной и временной областях осуществляется с помощью анализатора спектра 5 и высокоскоростного осциллографа 6 с шириной полосы частот 10 ГГц, которые подключены к кольцу через направленные ответвители 3 и 4.

На рис. 5 приведена амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) активного кольцевого резонатора, измеренная в предгенерационном режиме, когда общий уровень потерь A в кольце был больше усиления K . Внешний гармонический сигнал малого уровня мощности подавался в кольцо через направленный ответвитель 10 (см. рис. 4) и выходил из кольца через направленный ответвитель 9, поступающий на вход анализатора цепей 11. Из представленных на рис. 5 результатов следует, что на АЧХ автоколебательной системы отчетливо видны две кольцевые моды с частотами $f_1 = 2078.6$ МГц и $f_2 = 2065.6$ МГц, расположенными по разные стороны относительно частоты f_r . Частотная отстройка между модами, $\Delta f_{12} = f_1 - f_2 = 13$ МГц, намного меньше собственных значений частот кольцевых мод и определяет величину времени задержки сигнала в кольце, $\tau_{rg} = 1/\Delta f_{12} = 77$ нс. Из двух кольцевых мод минимальным уровнем ослабления обладает более высокочастотная мода, на частоте которой в дальнейшем будет наблюдаться генерация солитоноподобных импульсов.

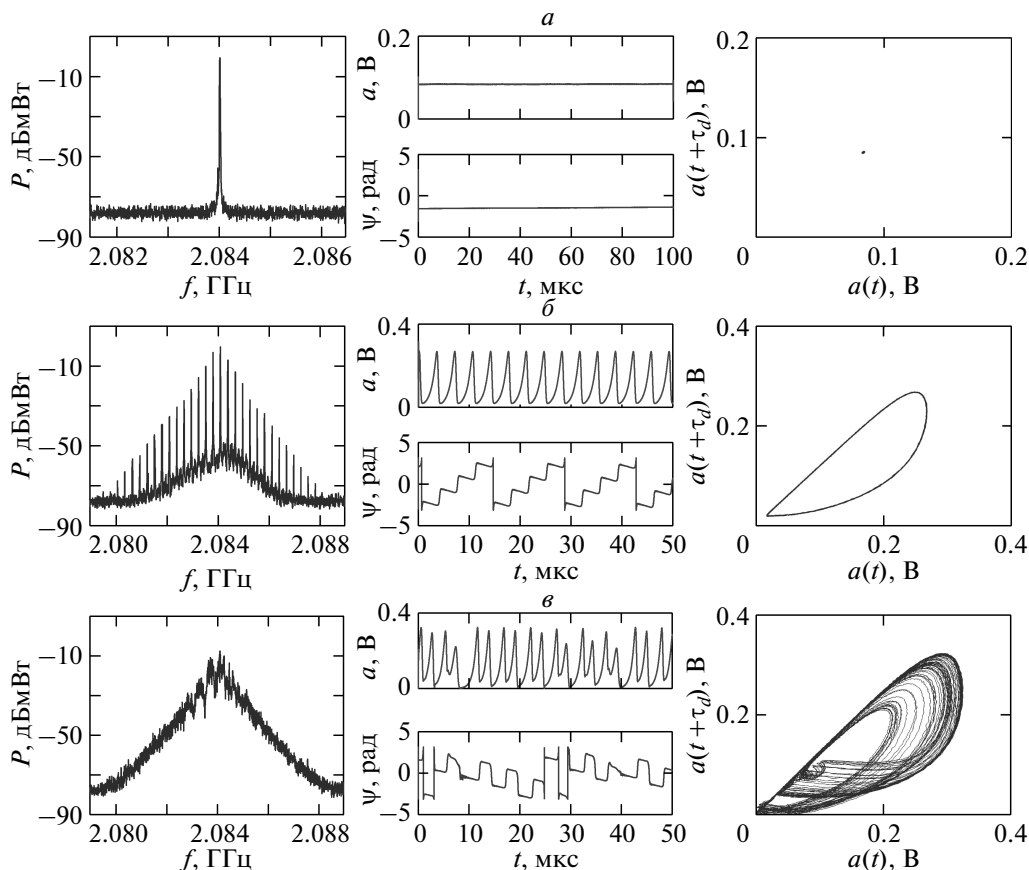


Рис. 6. Спектры мощности (левый столбец), временные реализации (средний столбец) и проекции фазовых портретов на плоскость параметров $(a(t), a(t + \tau_d))$ (правый столбец) сигнала, генерируемого в активном кольцевом резонаторе в условиях трехволнового параметрического распада ПМСВ при $G = 0$ (а), 0.8 дБ (б), 0.93 дБ (в)

3.2. Генерация хаотических параметрических солитоноподобных импульсов

Генерация в активном кольцевом резонаторе осуществляется при выполнении амплитудных и фазовых условий. Для выполнения амплитудных условий необходимо, чтобы для усиления в кольце выполнялось условие $G = K - A \geq 0$ (где K — усиление активного элемента, A — общий уровень потерь в кольце), а набег фазы сигнала в кольце был кратен 2π . Результаты экспериментального исследования режимов генерации, полученных при различных значениях G вблизи порога трехволновой параметрической неустойчивости ПМСВ, приведены на рис. 6. Будем полагать, что $G = 0$ ($K = A$) соответствует случаю, когда в кольце генерируется монохроматический сигнал (рис. 6а). В этом случае генерация наблюдается на частоте $f_0 = 2084$ МГц (см. рис. 6а, левый столбец), которая на 5.4 МГц больше, чем частота f_1 . Уровень мощности сигнала на

входе спин-волновой линии передачи имеет величину $P = -13$ дБ·мВт, при котором указанная линия работает в слабонелинейном режиме [39]. Во временной области (см. рис. 6а, средний столбец) огибающая не меняется во времени, а фаза огибающей имеет незначительное изменение.

Амплитудные и фазовые профили огибающей были рассчитаны на основе экспериментальных временных рядов, к которым вначале применялась цифровая обработка, необходимая для фильтрации шумов квантования, а затем — преобразование Гильберта. В результате математической обработки сверхвысокочастотное заполнение было исключено из дальнейшего рассмотрения, а фаза ψ огибающей определялась как $\psi = \psi_0 - \omega_c t$ [41], где ψ_0 — полная фаза сопряженного по Гильберту сигнала, ω_c — частота, соответствующая частоте «центра масс» спектра сверхвысокочастотного сигнала. Отметим, что определение мгновенной фазы через сопряженный по Гильберту сигнал, является коррект-

ным для генерируемых в системе хаотических сигналов, так как их спектры содержат выделенную частоту, для которой можно ввести понятие мгновенной фазы [42]. По обработанным рядам были также построены фазовые портреты с использованием теоремы Такенса [43], применяемой для реконструкции аттракторов по экспериментальным временным рядам. При реконструкции время задержки τ_d устанавливалось равным удвоенному значению времени задержки в кольце ($\tau_d = 2\tau_{rg}$).

При $G = 0$ изображающая точка на фазовой плоскости является неподвижной и представляет собой аттрактор (устойчивое положение равновесия, см. правый столбец на рис. 6а) характерный для режима одночастотной генерации. Увеличение усиления кольца до $G = 0.8$ дБ (рис. 6б) приводит к модуляции огибающей по сложному закону. Положение равновесия в фазовом пространстве становится неустойчивым, и в его окрестности рождается предельный цикл (правый столбец на рис. 6б). Наличие амплитудной модуляции является результатом превышения общего уровня потерь (линейных и нелинейных) над усилением на определенных временных интервалах. В этом случае в спектре появляются частота автомодуляции СВ $f_{am} = 283\text{--}289$ кГц и ее гармоники. Во временной области (см. рис. 6б, средний столбец) формируется квазипериодическая последовательность импульсов в форме релаксационных колебаний, период следования которых T_r есть величина, обратно пропорциональная частоте автомодуляции СВ, $T_r = 1/f_{am} = 3.46\text{--}3.53$ мкс. Длительность T_d таких импульсов сравнима с их периодом следования ($T_d \approx T_r$) и намного превышает время прохождения сигнала по кольцу ($T_d \gg \tau_{rg}$). Фаза огибающей имеет скачкообразное изменение на временных интервалах, где амплитуда убывает практически до нуля, и медленно меняется внутри импульсов.

Представленные на рис. 6б структуры являются локализованными во времени диссипативными структурами, сформировавшимися в нелинейной системе за счет установления баланса между притоком (усилением) и оттоком (потерями) энергии [44, 45]. Действительно, рост амплитуды ПМСВ ограничивается во времени за счет параметрического возбуждения СВ, а ее затухание компенсируется усилением кольца. Необходимо отметить, что такие структуры не существуют вне кольца и являются типичными представителями семейства диссипативных солитонов, для которых баланс между дисперсией и нелинейностью не играет принципиальной роли, как для консервативных солитонов, и в общем случае может

не выполняться [44, 45]. В связи с этим диссипативные солитоны имеют произвольный профиль, который может соответствовать профилю консервативных солитонов только в частном случае, когда наблюдается установление баланса как между усилением и потерями, так и между дисперсией и нелинейностью. В дальнейшем, говоря о солитоноподобных импульсах, будем подразумевать под ними диссипативные солитоны, профиль которых близок к профилю консервативных солитонов.

Известно, что генерация импульсных последовательностей активными кольцевыми резонаторами, работающими в режиме синхронизации мод, приводит к установлению определенных фазовых соотношений между модами [46, 47]. В исследуемом нами активном кольцевом резонаторе при $G = 0.8$ дБ импульсные последовательности генерируются на частоте одной кольцевой моды за счет синхронизации гармоник частоты автомодуляции СВ. Для визуализации фазового синхронизма между гармониками частоты f_{am} были построены итерационные диаграммы для фаз, значения которых определялись на аттракторе в сечении Пуанкаре [42]. В этом случае амплитудам огибающей, лежащим на секущей плоскости аттрактора, ставились в соответствие их значения фазы, рассчитанные с использованием преобразования Гильберта. Результаты таких построений приведены на рис. 7. Из представленных на рис. 7а результатов следует, что в режиме генерации квазипериодической импульсной последовательности в виде релаксационных колебаний (см. рис. 6б) на итерационной диаграмме отчетливо наблюдаются линии постоянного уровня фаз, которые являются прерывистыми из-за квазипериодичности процесса. Помимо этого, данные линии параллельны диагонали плоскости и одновременно сдвинуты относительно нее на некоторую постоянную величину. По характеру отображения можно оценить старший показатель Ляпунова Λ , который равен нулю, так как тангенс угла наклона прямой равен единице, а остальные показатели Ляпунова меньше нуля, поскольку отображение сжато в трансверсальном направлении. Присутствие линий постоянного уровня фаз есть результат самосинхронизации гармоник частоты автомодуляции СВ, между которыми устанавливаются определенные фазовые соотношения.

При $G = 0.93$ дБ (см. рис. 6в) наблюдается хаотизация огибающей за счет увеличения фазового рассинхронизма между ПМСВ и СВ [39]. Отметим, что при трехволновых процессах распада экспериментально наблюдались различные режимы перехода к хаосу [27, 28, 30–32], однако в нашем случае пе-

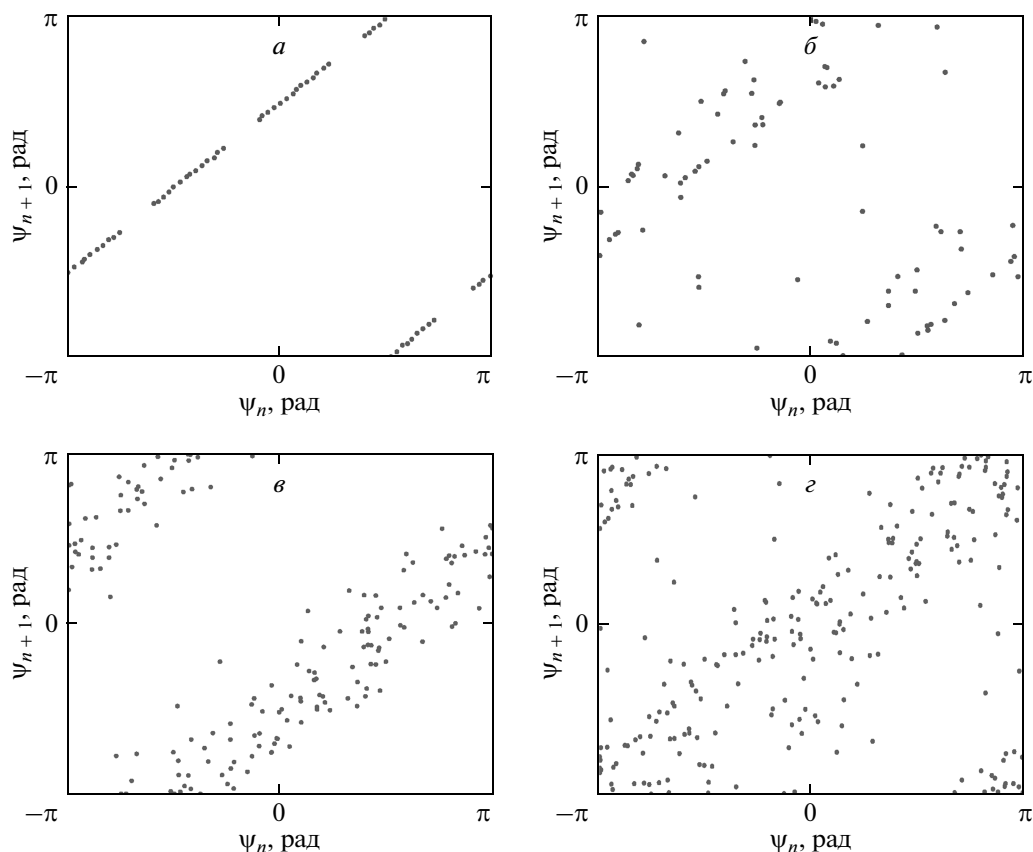


Рис. 7. Итерационные диаграммы фазы огибающей, построенные по экспериментальным временным рядам для $G = 0.8$ дБ (а), 0.93 дБ (б), 5.8 дБ (в), 6.8 дБ (г)

переход к хаосу происходит за счет перекрытия спектров гармоник частоты f_{am} . Данный механизм перехода к хаосу аналогичен механизму «диффузии Арнольда», который характерен для динамических систем с несколькими взаимодействующими резонансами, о чем впервые было сообщено в работе [48]. Как следует из представленных на рис. 6в результатов, генерируемые структуры имеют хаотическое изменение во времени как амплитуды, так и периода следования (частоты автомодуляции). В этом случае девиация пикового значения амплитуды колебаний составляет 35 % от максимального значения, что приводит к увеличению числа траекторий, посещающих определенную область фазового пространства, и к образованию странного хаотического аттрактора. Девиация частоты f_{am} составляет 58 % от максимального значения ($f_{am} = 232\text{--}549$ кГц) и является одной из причин появления сплошного спектра. В режиме хаотизации огибающей отображение для фаз аттрактора в сечение Пуанкаре «размазывается», что говорит о неустойчивости в трансверсальном направлении (рис. 7б). В этом случае линия по-

стоянного уровня фаз отсутствует, но присутствуют две ясно различимые области, покрытые дискретными значениями фазы. Отображение для фаз в данном случае размыто, однако, хотя фаза и претерпевает значительные изменения, диапазон ее флуктуаций ограничен и не покрывает всю область допустимых значений. Таким образом, при $G = 0.93$ дБ фазовая самосинхронизация гармоник частоты автомодуляции f_{am} остается, хотя и является при этом слабо выраженной.

Для подтверждения хаотической природы генерируемых структур проведена оценка старшего показателя Ляпунова Λ по экспериментальным временным рядам. Поскольку ряды имели относительно небольшое число характерных временных масштабов (не более 200), для оценки Λ использовался метод, адаптированный для коротких временных рядов [16, 49]. В этом случае использование классического подхода, основанного на алгоритме Вольфа [50], является неэффективным из-за ограниченности длины ряда.

На рис. 8а приведена временная зависимость

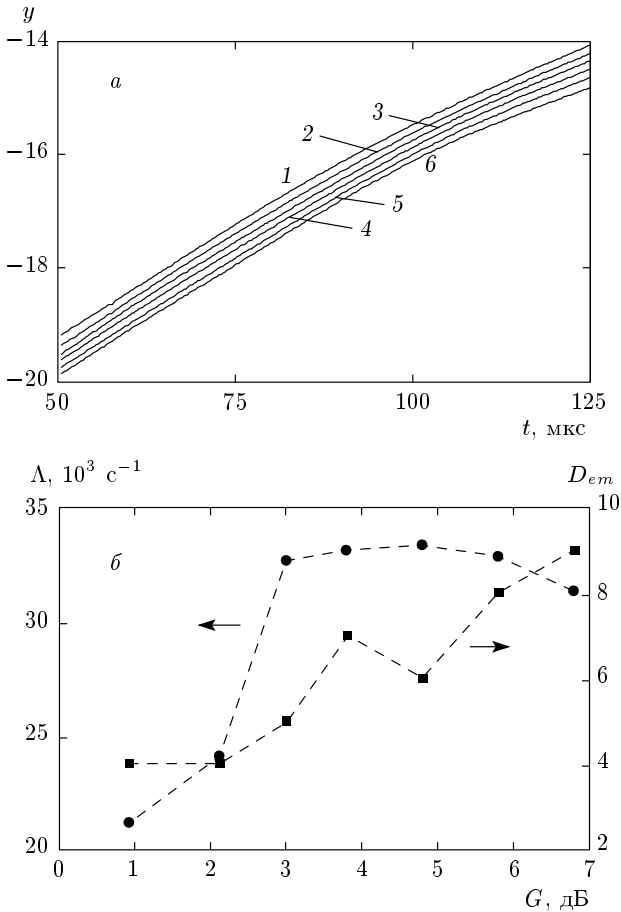


Рис. 8. Результаты расчета по экспериментальным временным рядам: *a* — зависимости от времени натурального логарифма приращения расстояния между рассматриваемым вектором состояния и его ближайшим соседом при различных значениях размерности вложения ($G = 0.93$ дБ): 1 — $D_{em} = 4$; 2 — $D_{em} = 5$; 3 — $D_{em} = 6$; 4 — $D_{em} = 7$; 5 — $D_{em} = 8$; 6 — $D_{em} = 9$; *b* — старший показатель Ляпунова Λ (кружки) и размерность вложения D_{em} (квадраты) как функции усиления G кольца

натурального логарифма приращения расстояния между рассматриваемым вектором состояния \mathbf{a}_i и его ближайшим соседом \mathbf{a}'_i ($y = \ln\langle\|\mathbf{a}_i - \mathbf{a}'_i\|\rangle_i$), рассчитанная для $G = 0.93$ дБ. На представленной зависимости четко виден линейный участок, наклон которого используется для оценки старшего показателя Ляпунова. Отметим, что используемый метод имеет два основных параметра: лаг τ_l и размерность вложения D_{em} . Добиться наличия линейного участка на рис. 8а удавалось для значения лага $\tau_l = T_r/15$, которое использовалось для дальнейших расчетов. Величина размерности вложения выбира-

лась таким образом, чтобы оценка старшего показателя Ляпунова Λ слабо зависела от значения D_{em} при дальнейшем его увеличении. Полученные значения размерности вложения D_{em} и значения Λ в зависимости от G приведены на рис. 8б. Видно, что при $G = 0.93$ дБ старший показатель Ляпунова имеет положительную величину ($\Lambda = 0.213 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$), что подтверждает хаотическую природу генерируемых диссипативных структур. В этом случае $D_{em} = 4$. Таким образом, проведенные оценки Λ для режима нерегулярных последовательностей диссипативных структур в форме релаксационных колебаний доказывают существование здесь хаотической динамики, что не противоречит известным теоретическим результатам [29, 33].

На рис. 9 приведены результаты, демонстрирующие режимы генерации хаотических солитоноподобных импульсов вдали от порога трехволновой параметрической неустойчивости ПМСВ. При $G = 3.8$ дБ (рис. 9а) последовательность импульсов вновь становится квазипериодической и стационарной, а их длительность уменьшается до величины $T_d \approx 1.6$ мкс, что приводит к значительному расширению спектра по сравнению с предыдущими случаями. В низкочастотной области (рис. 9а, левый столбец) наблюдается генерация сигнала на частоте второй кольцевой моды f_2 , однако уровень мощности на данной частоте значительно меньше, чем на частоте f_1 . В отличие от импульсов в форме релаксационных колебаний (см. рис. 6б, средний столбец) данные импульсы имеют многопиковую (двух- или трехпиковую) структуру (рис. 9а, средний столбец), наличие которой обусловлено биением импульсов при их прохождении через резонатор. На плоскости параметров $(a(t), a(t + \tau_d))$ (рис. 9а, правый столбец) наблюдается аттрактор, который отличается от странного хаотического аттрактора, представленного выше на рис. 6в (правый столбец), так как имеет только быстрые траектории (на краях аттрактора), а в центральной части аттрактора траектории с более медленным движением отсутствуют. Фаза огибающей по-прежнему медленно изменяется внутри импульсов (рис. 9а, средний столбец), но ее профиль приобретает более симметричную форму, близкую к параболе, которая характерна для диссипативных солитонов [44, 45]. Из представленных на рис. 8б результатов расчета следует, что размерность вложения с увеличением G увеличивается более, чем в 1.5 раза, что приводит к возрастанию значения старшего показателя Ляпунова, который, как и при $G = 0.93$ дБ, имеет положительную величину.

При $G = 5.8$ дБ (рис. 9б, средний столбец) отчет-

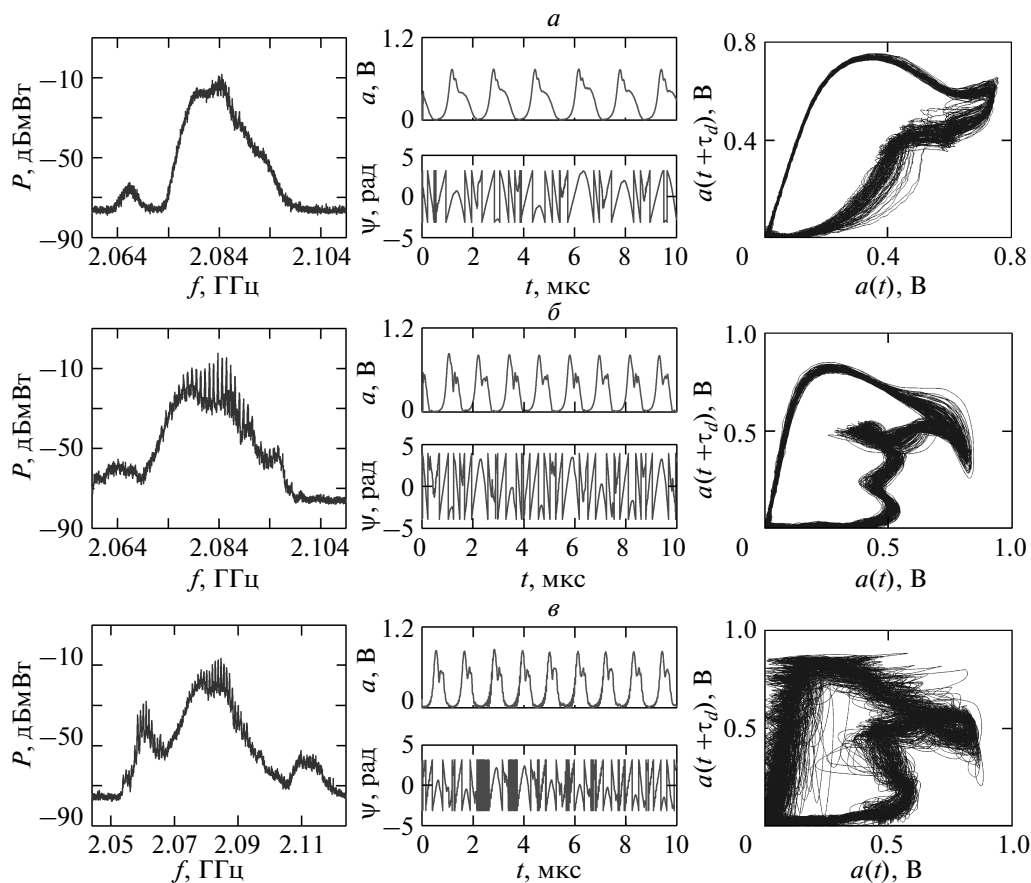


Рис. 9. Спектры мощности (левый столбец), временные реализации (средний столбец) и проекции фазовых портретов на плоскость параметров $(a(t), a(t + \tau_d))$ (правый столбец) хаотических солитоноподобных импульсов, генерируемых в условиях трехволнового параметрического распада ПМСВ при $G = 3.8$ дБ (а), 5.8 дБ (б), 6.8 дБ (в)

ливо наблюдается генерация квазипериодической последовательности трехпиковых структур, длительность которых уменьшается до $T_d = 1.2$ мкс. В спектре на фоне шумоподобного пьедестала (рис. 9б, левый столбец) появляется сетка частот с частотой $f_{am} = 825\text{--}875$ кГц, расстояние между спектральными компонентами которой соответствует периоду следования импульсов. На плоскости параметров $(a(t), a(t + \tau_d))$ (рис. 9б, правый столбец) наблюдается трансформация аттрактора, который описывает более сложные изменения амплитуды огибающей. Усложнение динамики системы приводит к увеличению размерности вложения (см. рис. 8б), однако величина старшего показателя Ляпунова практически не меняется по сравнению с предыдущим случаем, хотя усиление в кольце увеличивается на 2 дБ. Фаза огибающей не претерпевает заметных изменений (рис. 9б, средний столбец), а на итерационной диаграмме (см. рис. 7в) отчетливо

наблюдаются две области, которые ограничивают изменение значений фазы. Наличие указанных областей, как и в случае нерегулярной последовательности релаксационных импульсов (см. рис. 7б), свидетельствует о существовании в системе некой фазовой самосинхронизации гармоник частоты f_{am} , которая полностью не разрушается даже в условиях динамического хаоса.

При $G = 6.8$ дБ (рис. 9в, левый столбец) в автоколебательной системе наблюдается резкое увеличение амплитуды генерации на частоте второй кольцевой моды f_2 . Это приводит к появлению быстрых осцилляций как на профилях амплитуды, так и фазы огибающей (рис. 9в, средний столбец), и к «затмеванию» структуры аттрактора (рис. 9в, правый столбец) и линий постоянного уровня фаз (см. рис. 7г). Однако квазипериодическая последовательность импульсов не разрушается, изменяется лишь их длительность, которая уменьшается до величины

$T_d \approx 1$ мкс. Возрастание мощности сигнала на частоте второй кольцевой моды приводит к еще большему нарушению условий фазовой самосинхронизации гармоник частоты f_{am} , о чем свидетельствует увеличение области фазовой неустойчивости в трансверсальном направлении на итерационной диаграмме (см. рис. 7г). Однако и в этом случае фазовая самосинхронизация полностью не разрушается. В целом, как следует из результатов, представленных на рис. 9, последовательность хаотических параметрических солитоноподобных импульсов остается квазипериодической в достаточно широком интервале значений усиления кольца (величина G изменяется на 3 дБ), что указывает на устойчивость генерируемого хаоса к изменению параметров системы. Помимо этого, как следует из результатов, представленных на рис. 8б, в указанном диапазоне изменения значений G старший показатель Ляпунова остается практически постоянным при увеличении размерности вложения в 1.3 раза.

Если сравнивать характеристики генерируемых в эксперименте солитоноподобных импульсов с аналогичными характеристиками временных светлых солитонов, полученных в результате численного моделирования с использованием НУШ в виде (6), то видно качественное соответствие между измеренными и рассчитанными структурами только в случае импульсов большой длительности. Действительно, в эксперименте генерируемые диссипативные структуры имеют длительности $T_d = 1\text{--}1.6$ мкс. Если предположить, что время обхода сигнала по кольцу $\tau_{rg} = 77$ нс практически соответствует времени его прохождения через ферромагнитную пленку, то нетрудно рассчитать число n проходов сигнала через пленку, за которое сформируется солитоноподобный импульс. Это число $n = 13\text{--}21$. Если рассматривать активный кольцевой резонатор как искусственную среду с кубической нелинейностью, временной дисперсией, усилением и потерями, то длина такой среды, на которой сформируется солитон с указанными выше длительностями, должна быть порядка $L_{exp} = nl = 3.9\text{--}6.3$ см. Из приведенных в разд. 2 результатов аналитических и численных расчетов следует, что временные светлые солитоны с аналогичными длительностями формируются на расстоянии $L_D = 3.8$ см (аналитический расчет) и $L_{calc} \approx 5$ см (численный расчет, см. рис. 3а), что хорошо согласуется с экспериментальными значениями. Таким образом, полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что в исследуемой кольцевой автоколебательной системе с резонатором, возможно формирование временных со-

литоноподобных импульсов, длительность которых намного превышает время прохождения сигнала по кольцу и которые формируются за много проходов через ферромагнитную пленку. Необходимо также отметить, что наблюдаемая в эксперименте генерация стационарных последовательностей солитоноподобных импульсов с нерегулярным изменением фазы не поддается пока теоретическому описанию в рамках предложенной модели, что требует дальнейшего рассмотрения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что параметрическая трехволновая неустойчивость магнитостатических волн, развивающаяся в микроволновом диапазоне, совместно с резонансными свойствами кольцевой автоколебательной системы дает возможность формировать из двух нелинейных явлений (динамического хаоса и солитонов) новые диссипативные структуры в виде хаотических временных солитоноподобных импульсов за счет собственной (автономной) динамики системы. Основным отличием таких временных структур от временных оптических солитонов и пространственных магнитных солитонов является изменение длительности временных магнитных солитоноподобных импульсов в широком интервале значений (от микро- до наносекунд). В отличие от пространственных магнитных солитонов, длительность которых ограничена временем прохождения солитона через ферромагнитную пленку, длительность временных магнитных солитоноподобных импульсов определяется временами релаксации спиновых волн и резонансных элементов кольца. В отличие от оптических кольцевых систем, где последовательности солитонов формируются за счет пассивной синхронизации кольцевых мод (за один оборот сигнала по кольцу) [3, 44, 45], последовательности временных магнитных солитоноподобных импульсов формируются за счет самосинхронизации частот автомодуляции спиновых волн (за несколько оборотов сигнала по кольцу), которая наблюдается либо на частоте одной кольцевой моды, либо на частотах соседних кольцевых мод. Помимо этого, рассмотренные в работе временные магнитные солитоноподобные импульсы являются параметрическими солитонами, которые, в отличие от оптических аналогов, формируются в отсутствие внешней накачки как на частоте ПМСВ, так и на частотах параметрически возбуждаемых СВ. В связи с этим параметрические магнитные солитоноподобные импульсы, ге-

нерируемые в автономных системах, представляют интерес не только с фундаментальной, но и с прикладной точки зрения.

На сегодняшний день временные солитоны активно используются в оптических линиях связи для передачи информации, где каждому биту информации ставится в соответствие солитоноподобный импульс [2, 3, 40]. В отличие от цифровых импульсных сигналов, солитоны могут сохранять постоянство формы при распространении на достаточно большие расстояния, что делает их весьма перспективными носителями информации не только в оптическом, но и в микроволновом диапазоне частот [51, 52]. Формирование временных солитоноподобных импульсов на коротковолновых спиновых волнах представляет значительный интерес для создания микро- и наноразмерных нелинейных устройств магноники и спинтроники [53, 54]. Помимо этого, хаотическое изменение фазы у временных магнитных солитоноподобных импульсов указывает на их сходство с хаотическими радиоимпульсами, которые генерируются генераторами гиперболического хаоса и обладают структурной устойчивостью («грубостью»), т. е. свойства их аттракторов слабо зависят от изменения параметров системы [55, 56]. Одним из основных достоинств радиоимпульсов с хаотической манипуляцией фазы является их устойчивость к помехам, что делает такие сигналы весьма привлекательным объектом для использования в системах скрытой передачи информации [57, 58]. Кроме того, наличие у временных магнитных солитоноподобных импульсов шумоподобного спектра, а также возможности изменять их длительность в широких пределах, указывает на еще одну потенциальную возможность использования таких структур, например, в виде зондирующего сигнала в активной шумовой радиолокации [59].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (задание № 2014/203), РФФИ (грант № 14-02-00577), Совета по грантам при Президенте РФ (Программы поддержки ведущих научных школ РФ, грант НШ-828.2014.2) и Стипендии Президента РФ для молодых ученых (проект № СП-1510.2015.4).

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Рабинович, Д. И. Трубецков, *Введение в теорию колебаний и волн*, Наука, Москва (1984).

2. G. Agrawal, *Lightwave Technology. Telecommunication*, John Wiley and Sons, New Jersey (2005).
3. Ю. С. Кившарь, Г. П. Агравал, *Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам*, Физматлит, Москва (2005).
4. А. П. Сухоруков, *Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике*, Наука, Москва (1988).
5. Б. А. Калиникос, Н. Г. Ковшиков, А. Н. Славин, Письма в ЖЭТФ **38**, 343 (1983).
6. M. Chen, M. A. Tsankov, J. M. Nash, and C. E. Patton, Phys. Rev. Lett. **70**, 1707 (1993).
7. A. N. Slavin Phys. Rev. Lett. **77**, 4644 (1996).
8. J. M. Nash, P. Kabos, R. Staudinger, and C. E. Patton, J. Appl. Phys. **83**, 2689 (1998).
9. M. Bauer, O. Buttner, and S. O. Demokritov, Phys. Rev. Lett. **81**, 2582 (1998).
10. A. B. Ustinov, V. E. Demidov, A. V. Kondrashov et al., Phys. Rev. Lett. **106**, 017201 (2011).
11. B. A. Kalinikos, N. G. Kovshikov, and C. E. Patton, Phys. Rev. Lett. **80**, 4301 (1998).
12. M. M. Scott, B. A. Kalinikos, and C. E. Patton, Phys. Rev. Lett. **84**, 4697 (2000).
13. M. M. Scott, B. A. Kalinikos, and C. E. Patton, Appl. Phys. Lett. **78**, 970 (2001).
14. M. Wu, B. A. Kalinikos, D. C. Lincoln, and C. E. Patton, Phys. Rev. Lett. **96**, 187202 (2006).
15. A. B. Ustinov, B. A. Kalinikos, V. E. Demidov, and S. O. Demokritov, Phys. Rev. B **80**, 052405 (2009).
16. Z. Wang, A. Hagerstrom, J. Q. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 114102 (2011).
17. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
18. А. А. Серга, М. П. Костылев, Б. А. Калиникос и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 350 (2003).
19. А. А. Серга, М. П. Костылев, Б. А. Калиникос и др., ЖЭТФ **129**, 566 (2006).
20. S. V. Grishin, E. N. Beginin, M. A. Morozova et al., J. Appl. Phys. **115**, 053908 (2014).
21. С. В. Гришин, В. Н. Скороходов, Ю. П. Шараевский, Письма в ЖТФ **40**, 32 (2014).
22. С. В. Гришин, Б. С. Дмитриев, Ю. Д. Жарков и др., Радиотехн. и электрон. **59**, 824 (2014).

23. Е. Н. Бегинин, С. В. Гришин, Ю. П. Шараевский, Письма в ЖЭТФ **88**, 743 (2008).
24. С. В. Гришин, Б. С. Дмитриев, Ю. Д. Жарков и др., Письма в ЖТФ **36**, 62 (2010).
25. S. V. Grishin, Yu. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov et al., IEEE Trans. Magn. **47**, 3716 (2011).
26. S. V. Grishin, E. N. Beginin, Yu. P. Sharaevskii, and S. A. Nikitov, Appl. Phys. Lett. **103**, 022408 (2013).
27. В. Е. Демидов, Н. Г. Ковшиков, Письма в ЖЭТФ **97**, 243 (1997).
28. В. Е. Демидов, Н. Г. Ковшиков, Письма в ЖТФ **24**, 66 (1998).
29. В. Е. Демидов, Н. Г. Ковшиков, ЖТФ **69**, 100 (1999).
30. M. Wu, B. A. Kalinikos, and C. E. Patton, Phys. Rev. Lett. **95**, 237202 (2005).
31. С. В. Гришин, В. С. Гришин, А. Е. Храмов, Ю. П. Шараевский, ЖТФ **78**, 89 (2008).
32. A. M. Hagerstrom, W. Tong, M. Wu et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 207202 (2009).
33. S. V. Grishin, Yu. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov, and D. V. Romanenko, IEEE Trans. Magn. **49**, 1047 (2013).
34. Дж. Уизем, *Линейные и нелинейные волны*, Мир, Москва (1977).
35. A. Hasegawa and F. Tappert, Appl. Phys. Lett. **23**, 142 (1973).
36. L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, Phys. Rev. Lett. **45**, 1095 (1980).
37. А. В. Вашковский, В. С. Стальмахов, Ю. П. Шараевский, *Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот*, Изд-во Саратовского университета, Саратов (1993).
38. А. Г. Темиряев, М. П. Тихомирова, Письма в ЖЭТФ **61**, 910 (1995).
39. С. В. Гришин, Ю. П. Шараевский, Письма в ЖЭТФ **89**, 59 (2009).
40. G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Acad. Press, New York (2013).
41. И. С. Гоноровский, *Радиотехнические цепи и сигналы*, Сов. радио, Москва (1977).
42. В. С. Анищенко, В. В. Астахов, Т. Е. Вадивасова, А. Б. Нейман, Г. И. Стрелкова, Л. Шиманский-Гайер, *Нелинейные эффекты в хаотических и стохастических системах*, Инст. компьют. исслед., Москва-Ижевск (2003).
43. F. Takens, Lecture Notes in Math. **898**, 336 (1981).
44. *Диссипативные солитоны*, под ред. Н. Ахмедиева и А. Анкевича, Физматлит, Москва (2008).
45. Н. Н. Розанов, *Диссипативные солитоны. От микро- к нано- и атто-*, Физматлит, Москва (2011).
46. Я. И. Ханин, *Динамика квантовых генераторов. Квантовая радиофизика*, т. 2, Сов. радио, Москва (1975).
47. С. Н. Дунаев, Ю. К. Фетисов, Радиотехн. и электрон. **37**, 290 (1992).
48. В. И. Калинин, Н. Н. Залогин, Е. А. Мясин, Письма в ЖТФ **21**, 1311 (1984).
49. M. T. Rosenstein, J. J. Collins, and C. J. De Luca, Physica D **65**, 117 (1993).
50. A. Wolf, J. B. Swift, H. L. Swinney, J. A. Vastano, Physica D **16**, 285 (1985).
51. T. H. Lee, Nature **440**, 36 (2006).
52. D. S. Ricketts, X. Li, and D. Ham, IEEE Trans. MTT **54**, 373 (2006).
53. *Magnonics. From Fundamentals to Applications*, ed. by S. O. Demokritov and A. N. Slavin, Springer, Berlin (2013).
54. *Solid State Physics*, Vol. 64, ed. by M. Wu and A. Hoffmann, Elsevier Sci. Publ., Amsterdam (2013).
55. С. П. Кузнецов, ЖЭТФ **133**, 438 (2008).
56. С. П. Кузнецов, УФН **181**, 121 (2011).
57. А. С. Дмитриев, А. И. Панас, *Динамический хаос: новые носители информации для систем связи*, Физматлит, Москва (2002).
58. А. А. Короновский, О. И. Москаленко, А. Е. Храмов, УФН **179**, 1281 (2009).
59. К. А. Лукин, Радиофиз. и электрон. **13**, 344 (2008).