

07  
**Автоколебания спинов в наноразмерном спиновом волноводе с локализованными источниками спин-поляризованного тока**

© В.И. Корнеев, Н.С. Мазуркин, А.Ф. Попков

Национальный исследовательский университет „МИЭТ“  
124460 Москва, Зеленоград, Россия  
email: afpopkov@inbox.ru

(Поступило в Редакцию 30 августа 2013 г.)

Обсуждено явление генерации и фазовой синхронизации спиновых колебаний в спиновом одномерном волноводе (нанопроволоке) под действием локальной токовой инжекции спин-поляризованного тока для геометрии вертикального (перпендикулярного) намагничивания. Проведен анализ модового состава нелинейных спиновых автоколебаний для одиночного наногенератора на эффекте переноса вращательного момента при учете разбегания спиновых волн по одномерному волноводу, а также синхронизованных спиновых автоколебаний при токовой накачке двумя наногенераторами. Показано, в частности, что наряду с простыми „топологическими“ модами колебаний, в которых отсутствуют особые точки в пространственном распределении амплитуды колебаний, в одномерном волноводе возможны моды с полюсными особыми точками внутри области токовой накачки, характерными для геометрии прецессирующей  $2\pi$ -доменной границы. Построена диаграмма области синхронизации спиновых автоколебаний по частоте и токовой расстройке, возбуждаемых двумя спиновыми наногенераторами в одномерном спиновом волноводе.

## Введение

В последнее десятилетие интерес исследователей привлекает явление возникновения спиновых колебаний, индуцированных в туннельных и проводящих магнитных наноконтактах в результате токового переноса вращательного момента из одного магнитного слоя наноразмерной гетероструктуры в другой. Индуцированные током спиновые колебания в слоях магнитной гетероструктуры с гигантским магнитосопротивлением создают осцилляции сопротивления в микроволновом диапазоне частот, которые могут быть зарегистрированы в нагрузочном сопротивлении. Благодаря наличию токовой перестройки частоты спиновых автоколебаний в широком диапазоне при малой ширине линии получаемых микроволновых колебаний это явление открывает возможность создания наноразмерных СВЧ-генераторов, перестраиваемых током, которые перспективны для средств телекоммуникации [1,2]. Одной из проблем практического внедрения таких генераторов является их низкая выходная мощность и необходимость повышения добротности высокочастотных колебаний.

Здесь имеются два различающихся подхода для решения указанных проблем. Один из них связан с использованием для возбуждения колебаний топологически устойчивой микромагнитной конфигурации в виде магнитного вихря в наноразмерном диске [3,4]. Благодаря обменной когерентизации спиновой динамики в вихревых образованиях удается снизить шумовое влияние пространственной неоднородности случайных магнитных сил по площади контакта, увеличить добротность колебаний до  $Q = 6000$  и довести мощность выходного сигнала до  $P \sim 1 \mu\text{W}$ . Недостатком использования для технических приложений когерентных образований типа магнитных вихрей и других, например доменных границ, является ограничение частот их колебательного

движения примерно до 1 GHz. Спинволновая динамика в точечных наноконтактах, особенно в металлических, позволяет наблюдать микроволновые колебания на частотах до 25 GHz при добротности  $Q \sim 10^4$  [5]. Однако недостатком металлических спиновых наногенераторов является их низкая выходная мощность  $P \sim 1 \text{nW}$ . Существенное возрастание мощности достигается в спиновых генераторах на туннельных гетероструктурах с большим эффектом гигантского магнитосопротивления [6,7]. Последние, однако, характеризуются малой (меньшей более, чем на порядок) добротностью индуцированных колебаний и имеют ограничение по величине тока смещения из-за диэлектрического пробоя.

Для преодоления указанных противоречий и продвижения в область более высоких микроволновых частот необходимо использование эффектов внешней и взаимной синхронизации массива наногенераторов. Так, в работе [8] показано, что при подходящем подборе сопротивлений отдельных наногенераторов, организованных в комбинированную электрическую цепь из  $M$  параллельно соединенных последовательных цепочек из  $N$  генераторов, и сопротивления нагрузки можно в  $NM$  раз увеличить выходную мощность индуцированной генерации отдельного наногенератора. Экспериментальная реализация двух точечных наногенераторов на общей магнитной пленке, описанная в работе [9,10], показала эффект значительного (в 2 раза) увеличения мощности микроволновой генерации и сужения спектральной линии в области их взаимной синхронизации. Теория синхронизации обменно-связанных точечных генераторов в распределенной спиновой системе была построена в работе [11] в приближении слабой квадратичной нелинейности по амплитуде спиновых колебаний. Строгое рассмотрение эффекта внешней синхронизации одиночного наногенератора переменным током заданной частоты

проведено в работах [12,13]. На основе бифуркационного анализа динамической системы нелинейных уравнений, описывающих спиновую динамику незакрепленного слоя магнитной гетероструктуры, в этих работах впервые удалось провести рассмотрение явления внешней синхронизации при произвольной амплитуде прецессии. Однако теория взаимной синхронизации связанных наногенераторов в сильно-нелинейном режиме ранее детально не обсуждалась.

Микроволновая генерация спиновых волн в пленке при локализованной накачке спин-поляризованным током одиночным наногенератором рассматривалась еще Слончевским [14]. Затем в работе [15] был проведен более детальный анализ одиночного наноконтакта. В этой работе, в частности, предсказано, что с уменьшением площади генератора частота генерации может достигать 0.2 THz.

Следует заметить, что модовый состав колебаний при уменьшении размеров площади накачки генератора упрощается, а ширина линии из-за термофлуктуаций и неоднородного уширения уменьшается. Это дополнительно стимулирует создание массива точечных генераторов вместо одного распределенного. При создании массива наногенераторов, как уже указано выше, необходимо их последовательное соединение. Один из способов реализации массива — последовательная цепочка сдвоенных точечных генераторов, обменно связанных с помощью магнитного нанополоска — по существу магнитной нанопроволоки, а технологическая реализация — наностолбики либо краевые наноконтакты. Отсюда видна необходимость исследования модового состава не только одиночных, но и сдвоенных генераторов в одномерной цепочке.

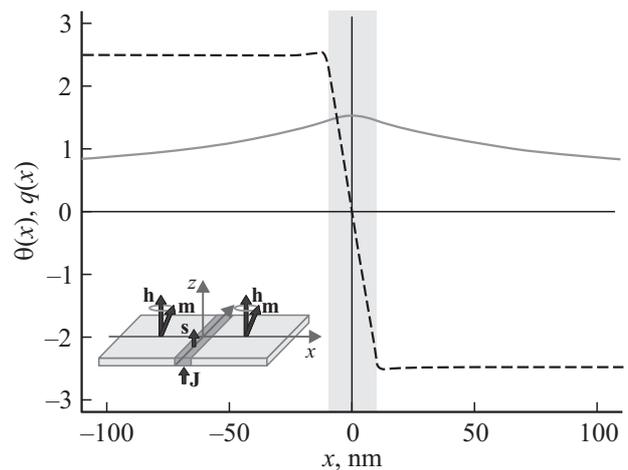
Мы рассмотрим точечные генераторы в геометрии аксиально симметричного вертикального намагничивания. Для такой геометрии наряду с прямым численным моделированием спиновой динамики удастся провести достаточно полный качественный анализ собственных мод генерации, используя свойства симметрии нелинейных уравнений динамики для распределенной спиновой подсистемы. Вертикальная геометрия намагничивания незакрепленного слоя считается предпочтительной, так как в такой геометрии, как показано в ряде работ [16,17], при минимальном пороге генерации могут достигаться наибольшая амплитуда и частота прецессии при наименьшей ширине линии генерации. Одновременное увеличение мощности, добротности и частоты возможно при наклоне поляризатора либо поля смещения относительно вертикальной оси генератора, что подтверждено также экспериментальными исследованиями наклонной геометрии намагничивания полем при частичной компенсации поля вертикального размагничивания [7]. Аксиально симметричная геометрия вертикального намагничивания в двумерной распределенной системе с одиночным наногенератором теоретически обсуждалась в [15]. Следует заметить, что в такой геометрии имеется трудность оптимизации частота–мощность из-за малого

изменения магнитосопротивления при отсутствии плоскостной компоненты намагниченности в слое с закреплением спинов. Однако слабый наклон поляризатора либо введение дополнительного считывающего туннельного контакта с наклонным поляризатором может разрешить эту проблему.

## 1. Исходные уравнения

Теоретический анализ мы проводим для одномерной схемы возбуждения спиновых волн точечными генераторами, соединенными наноразмерным магнитным полоском (рис. 1), когда ширина нанополоска (нанопроволоки) сравнима с обменной длиной в магнитной пленке  $W \sim l_{ex} = \sqrt{A/\pi M^2}$ , где  $A$  — параметр неоднородного обменного взаимодействия,  $M$  — намагниченность. В частности, для пермаллоя  $l_{ex} \sim 5$  nm. Это предположение позволяет считать спиновую систему в поперечном направлении однородной (переход к двумерной модели обсуждается в заключительной части). Будем рассматривать геометрию вертикального намагничивания  $\mathbf{H}, \mathbf{e}_p \parallel \mathbf{z}$ , где  $H$  — внешнее поле,  $\mathbf{e}_p$  — единичный вектор направления спиновой поляризации тока, определяемого намагничиванием слоя с закрепленной намагниченностью (врезка на рис. 1).

Выбранная геометрия характеризуется наименьшими порогами токов генерации. Схема возбуждения спиновых волн в рассматриваемой одномерной геометрии напоминает схему полоскового возбуждения переменным током длинноволновых спиновых волн в линиях задержки и перестраиваемых СВЧ-фильтрах на магнитостатических волнах. В рассматриваемом нами случае, однако,



**Рис. 1.** Пространственная структура простейшей моды спиновых автоколебаний, возбуждаемых в пленке толщиной  $d = 1$  nm полосковым контактом шириной  $L_0 = 20$  nm при поле вертикального намагничивания  $H = 1.5 \cdot 10^4$  Oe ( $h_z = 1.2 \cdot 4\pi$ ) и плотности тока накачки  $J = 7.62 \cdot 10^7$  A/cm<sup>2</sup>. Сплошная линия — пространственное изменение угла прецессии, штриховая линия — изменение волнового вектора в моде. Параметр диссипации Гильберта  $\alpha = 0.02$ , частота прецессии  $f_1 = 42.01$  GHz.

нелокальная магнитостатика играет значительно меньшую роль из-за наличия дополнительного экранирующего магнитного слоя с закрепленной намагниченностью, отделенного от незакрепленного тонкой немагнитной прослойкой.

Исходные нормированные уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта–Слончевского–Берже (ЛЛГ–СБ) для свободного магнитного слоя имеют вид [18]

$$\dot{\mathbf{m}} = -\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}} - \eta_{\parallel} \beta(x) \mathbf{m} \times [\mathbf{e}_p \times \mathbf{m}] - \eta_{\perp} \beta(x) [\mathbf{e}_p \times \mathbf{m}], \quad (1)$$

где  $\mathbf{m} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$  — направление вектора намагниченности  $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_s}$ ,  $\mathbf{h} = \frac{\mathbf{H}}{M_s}$  — внешнее магнитное поле, нормированное на намагниченность насыщения  $M_s$ ,  $h_{\text{eff}} = 2a \Delta \mathbf{m} + \mathbf{h} + k_{\text{eff}} m_z \mathbf{e}_z$  — вариационное поле, учитывающее обменное взаимодействие, поле размагничивания и анизотропии,  $a = \frac{A}{l_0^2 M_s^2}$  — эффективный обменный параметр,  $l_0$  — характерная длина нормировки,  $k_{\text{eff}} = -4\pi + \frac{2K_u}{M_s^2}$ ,  $\alpha$  — параметр затухания,  $\beta(x) = \frac{J(x)}{J_p}$  — неоднородное распределение спин-поляризованного тока, нормированное на величину  $J_p = \frac{edM_s^2}{\hbar}$ , где  $d$  — толщина пленки,  $e$  — заряд электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $\eta_{\parallel}, \eta_{\perp}$  — спин-поляризационные префакторы (спиновая эффективность переноса вращательного момента). Время нормировано на  $t_0 = (\gamma M_s)^{-1}$ , где  $\gamma$  — магнитомеханическое отношение. Так как для актуального частотного диапазона генерации спиновых волн хорошо выполняется условие  $kd \ll 1$ , где  $k$  — волновое число возбуждаемой моды,  $d$  — толщина незакрепленного магнитного слоя, магнитостатические поля можно рассматривать в локальном приближении. В рассматриваемом локальном магнитостатическом приближении мы не учитываем поля рассеяния вне пленки, полагая, что основная конкуренция в эффектах диссипации и накачки связана с поддержанием спиновой прецессии в самой пленке, а поток мощности вне пленки пренебрежимо мал.

При дальнейших расчетах принято  $d = 1 \text{ nm}$ ,  $M_s = 10^3 \text{ G}$ ,  $K_u = 3 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ ,  $A = 10^{-6} \text{ erg/cm}$ ,  $\gamma = \frac{e}{mc} = 1.76 \cdot 10^7 \text{ 1/sG}$ ,  $l_0 = \sqrt{\frac{A}{M_s^2}}$ ,  $\eta_{\parallel} = 1$ ,  $\eta_{\perp} = 0$ . При выбранных параметрах  $J_p = 1.516 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ ,  $\nu_0 = \frac{1}{t_0} = 17.6 \text{ GHz}$ .

Для описания локализованной токовой накачки будем полагать, что в области токовой инжекции плотность тока накачки зависит от координаты следующим образом:

$$\beta(x) = \begin{cases} \beta, & \text{если } |x| < L_0/2, \\ 0, & \text{если } |x| > L_0/2, \end{cases}$$

где  $L_0$  — ширина точечного контакта.

В указанных уравнениях ЛЛГ имеются два дополнительных вращательных момента, пропорциональных току накачки, природа которых связана с перетеканием связанных с током спинов заданной поляризации и последующей их релаксации к равновесному направлению намагниченности [18]. В металлических пленках, в

отличие от туннельных, составляющая вращательного момента, перпендикулярная к плоскости, копланарной намагниченностям магнитных слоев гетероструктуры, является пренебрежимо малой [19]. Мы ограничимся рассмотрением металлической гетероструктуры, в которой зависимость от тока индуцированного вращательного момента является линейной.

В угловых переменных нормированные уравнения ЛЛГ–СБ (1) записываются в виде следующей системы:

$$\begin{cases} \dot{\theta} \sin \theta + \alpha \dot{\varphi} \sin^2 \theta = \beta(x) \sin^2 \theta + 2a \nabla_x (\nabla_x \varphi) \sin^2 \theta, \\ \dot{\varphi} \sin \theta - \alpha \dot{\theta} = (-4\pi \cos \theta + h_z) \sin \theta - \\ - 2a \nabla_x^2 \theta + 2a (\nabla_x \varphi)^2 \sin \theta \cos \theta. \end{cases} \quad (2)$$

Эта система имеет закон сохранения в виде

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \text{div } J = [-\alpha \omega^2 + \alpha \beta(x)] \sin^2 \theta, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} F &= a (\nabla_x m_x)^2 + a (\nabla_x m_y)^2 + a (\nabla_x m_z)^2 + 2\pi \mathbf{m}_z^2 \\ &- (\mathbf{h}_z + \mathbf{h}_{\perp}) \mathbf{m} = a (\nabla_x \theta)^2 + a (\nabla_x \varphi)^2 \sin^2 \theta \\ &+ 2\pi \cos^2 \theta - h_z \cos \theta - \sin \theta (h_x \cos \varphi + h_y \sin \varphi) \end{aligned}$$

— плотность энергии,

$$J = -2a (\dot{\theta} \nabla_x \theta + \dot{\varphi} (\nabla_x \varphi) \sin^2 \theta)$$

— поток энергии.

Для поиска установившихся спиновых колебаний в одномерном спиновом волноводе под действием локализованной токовой накачки учтем, что благодаря симметрии спиновой прецессии вокруг выбранной полярной оси в уравнениях (2) можно положить  $\dot{\theta} = 0$ . Кроме того, для полярного угла, определяющего фазу колебаний, в силу одномерности задачи можно принять  $\varphi = \varphi_0 + \omega t + \int_0^x q(x) dx$ , где  $\omega$  — частота автоколебаний, которую следует определить,  $q(x)$  — волновое число. Тогда исходная система преобразуется в систему обыкновенных дифференциальных уравнений

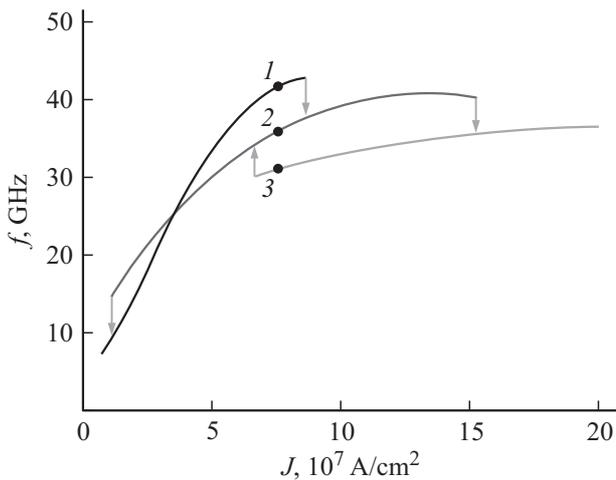
$$\begin{cases} \frac{dq}{dx} = -2\psi q \text{ctg } \theta + \frac{\alpha \omega - \beta(x)}{2a}, \\ \frac{d\theta}{dx} = \psi, \\ \frac{d\psi}{dx} = q^2 \sin \theta \cos \theta + \frac{1}{2a} (h_z - \omega - 4\pi \cos \theta) \sin \theta. \end{cases} \quad (4)$$

Решение этой неавтономной нелинейной системы для трех переменных  $q$ ,  $\theta$ ,  $\psi$  надо искать с нулевыми граничными условиями для пространственного спада прецессии, т. е.

$$\theta(x = \pm\infty) = 0, \quad \psi(x = \pm\infty) = 0, \quad (5)$$

а в силу симметрии задачи считать, что  $q(+x) = -q(-x)$ ,  $\theta(+x) = \theta(-x)$  и в центральной точке генератора выполнено условие

$$\psi(x = 0) = 0, \quad q(x = 0) = 0. \quad (6)$$



**Рис. 2.** Зависимость частоты прецессии спинов в первой (1), во второй (2) и третьей (3) модах спиновых колебаний, возбуждаемых одиночным наногенератором в одномерном волноводе.

Таким образом, задачу поиска стационарных решений исходной системы в частных производных, описывающей спиновые автоколебания, мы сводим к нелинейной однопараметрической задаче на собственные значения для частот автоколебаний  $\omega$ . Нелинейная система (4) решалась численно методом Рунге–Кутты.

## 2. Модовый состав автоколебаний одиночного наногенератора

Рассмотрим случай генерации спиновых колебаний одиночным источником спин-поляризованного тока, локализованным в точке  $x = 0$ . Численный анализ уравнений (4) показывает, что простейшая мода колебаний одиночного наногенератора имеет вид, показанный на рис. 1.

Мода характеризуется максимумом амплитуды прецессии в центре генератора и монотонно спадает к его краям с асимптотикой, характерной для линейных волн в области малоамплитудных колебаний  $\Gamma = d \ln \theta / dx = \alpha \omega / 4aq(\infty)$ , где  $q(\infty)$  — асимптотическое значение волнового числа. Волновое число  $q(x)$  плавно возрастает от нуля в центре контакта до величины

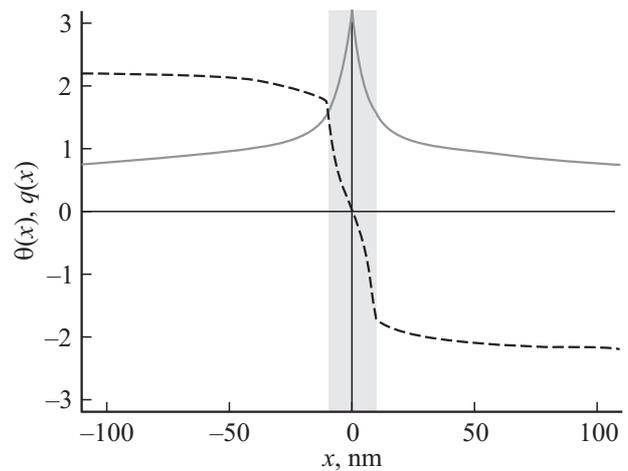
$$q(\infty) = \sqrt{\omega - h_z + 4\pi} + \sqrt{(\omega - h_z + 4\pi)^2 + (\alpha\omega)^2} / 2\sqrt{a},$$

характерной для бегущих слабоамплитудных спиновых колебаний в пленке с частотой  $\omega$ . Частота моды меняется при изменении тока накачки выше порогового значения плотности тока  $J_0 = 0.9 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ , достигая максимума  $f = \omega / 2\pi = 44 \text{ GHz}$  при  $J_0 = 8.7 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$  вблизи верхнего края области поддержания прецессии этой моды, как показано на рис. 2.

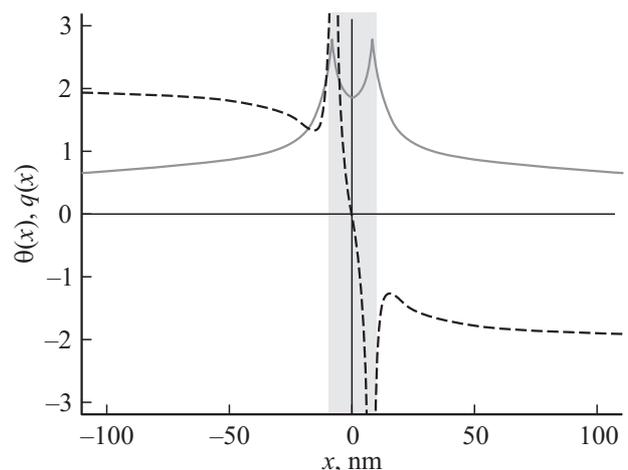
Вторая мода изолированного наногенератора представлена на рис. 3. Характерной особенностью этой

моды является наличие точки топологической смены характера прецессии при переходе через полюс в точке, где  $\theta = \pi$ . По существу это мода вращения  $2\pi$ -доменной границы с центром в области токовой накачки. Порог ее возбуждения несколько выше, чем для первой моды (кривая 2 на рис. 2), а интервал существования существенно шире в области больших плотностей токов. Ее частотная зависимость пересекается с частотной зависимостью первой моды колебаний.

Третья мода колебаний (рис. 4) характеризуется немонотонным изменением амплитуды прецессии с миниму-



**Рис. 3.** Пространственное изменение угла прецессии (сплошная линия) и волнового вектора (штриховая линия) спиновых колебаний, возбуждаемых в пленке толщиной  $d = 1 \text{ nm}$  во второй моде одиночным полосковым контактом шириной  $L_0 = 20 \text{ nm}$  при поле вертикального намагничивания  $H = 1.5 \cdot 10^4 \text{ Oe}$  ( $h_z = 1.2 \cdot 4\pi$ ) и плотности тока  $J = 7.62 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ , частота прецессии  $f_2 = 35.93 \text{ GHz}$ .



**Рис. 4.** Пространственное изменение угла прецессии (сплошная линия) и волнового вектора (штриховая линия) спиновых колебаний, возбуждаемых в пленке толщиной  $d = 1 \text{ nm}$  в третьей моде одиночным полосковым контактом шириной  $L_0 = 20 \text{ nm}$  при поле вертикального намагничивания  $h_z = 1.2 \cdot 4\pi$  ( $1.5 \cdot 10^4 \text{ Oe}$ ) и плотности тока  $J = 7.62 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ , частота прецессии  $f_3 = 31.02 \text{ GHz}$ .

мами на краях области токовой накачки и высоким значением плотности порогового тока  $J_0 = 5.7 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ . Ширина переходной области вблизи пиков определяется обменной длиной  $l_{\text{ex}} \sim \sqrt{A/\pi M^2}$ . Прямые численные расчеты исходной системы показывают устойчивый характер всех мод возбуждения в пределах областей их существования, которые показаны на рис. 2.

В макроспиновом приближении, т.е. если предположить, что колебания спинов однородны и происходят только внутри области накачки без микроволнового излучения в пленку, для определения режима генерации в уравнениях (4) следует положить  $\psi(x) = q(x) = 0$ . Тогда из (4) следуют соотношения

$$\omega = h_z - 4\pi \cos \theta_0, \quad \beta = \alpha \omega,$$

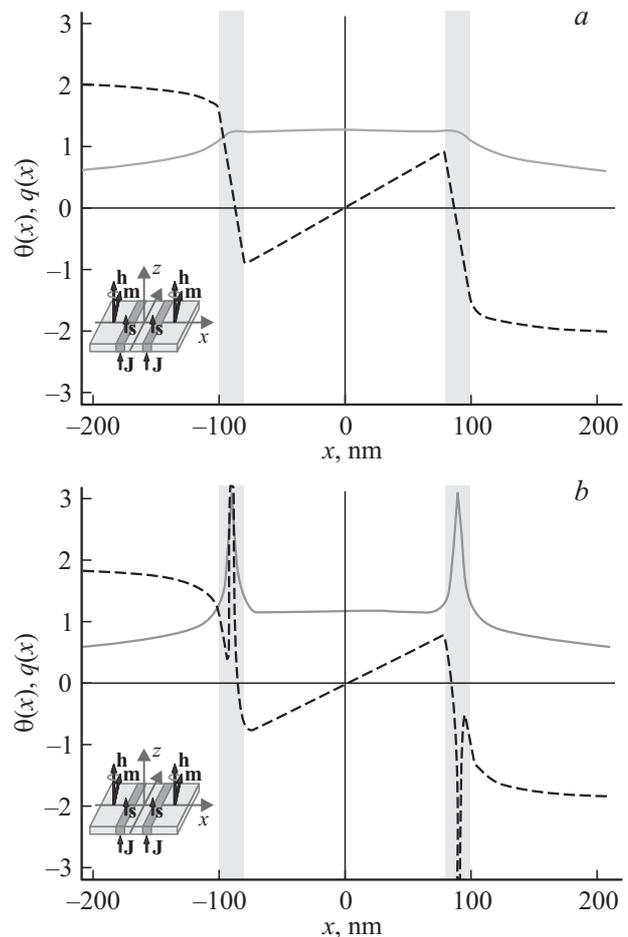
которые определяют пороговую величину тока генерации и зависимость частоты и амплитуды прецессии от тока. В неограниченной среде из-за наличия периферийного разбегания спиновых волн в окружающее пространство в силу закона сохранения (3) энергетический отток из области накачки возрастает, что, по существу эквивалентно возрастанию параметра магнитной диссипации  $\alpha$  в приведенных соотношениях для этой области. Эта перенормировка соответственно меняет частоту и порог генерации. Интервал токовой перестройки частоты генерации определяется изменением величины и знака поля размагничивания, возникающими при вариации проекции намагниченности на ось симметрии вместе с изменением амплитуды прецессии. В рассмотренном выше случае пространственно неоднородной генерации максимальная частота составляет  $f = \omega/2\pi = 44 \text{ GHz}$ . При заданной плотности тока частота прецессии в пленке снижается по сравнению с частотой макроспинового приближения из-за дополнительной диссипации, связанной с дополнительным расходом энергии на генерацию разбегающихся спиновых волн. Для поддержания необходимой скорости прецессии в этом случае необходимо увеличение тока накачки. Максимальная частота генерации растет с магнитным полем и в этом плане не имеет ограничений. В отсутствие магнитного поля при условии вертикального намагничивания пленки в начальном состоянии максимальная частота ограничена из-за конечной величины поля размагничивания и с ростом амплитуды прецессии может достигать  $2\pi f = \gamma 4\pi M \sim 40 \text{ GHz}$  и более (см., например, [20]).

Важным параметром одиночного наногенератора является число возбуждаемых мод. Интересно, что в области слабых токов генератор является двухмодовым при том, что его размеры  $L \times W = 2l_{\text{ex}}^2$  сравнимы с обменной длиной. Это существенно связано с тем, что в магнитной пленке одномерного волновода всегда имеется топологически устойчивое состояние типа  $2\pi$ -доменной границы, прецессия спинов в которой и отвечает за вторую моду. С изменением тока моды преобразуются друг в друга на границах потери их устойчивости, как показано стрелками на рис. 2. На тип возбуждаемой моды влияет начальное микромагнитное распределение

в окрестности нанополоскового контакта. При однородном начальном распределении при включении тока накачки предпочтительно возбуждается простая мода, а при неоднородном начальном распределении может возбуждаться вторая мода. С увеличением тока двухмодовое поведение генератора сменяется на трехмодовое, а затем снова на двухмодовое.

### 3. Фазовая синхронизация двух наногенераторов на общей магнитной платформе

Рассмотрим теперь особенности колебаний сдвоенного генератора, показанного на врезке рис. 5. Одновременное включение тока накачки в двух контактах может приводить как к разделённому возбуждению спиновых колебаний на различающихся частотах, так и к коге-



**Рис. 5.** Симметричные излучательные моды двух полосковых генераторов без полюсных 0-точек между генераторами. Плотность тока в генераторах одинакова  $J = 3.81 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ : *a* — простейшая „нетопологическая“ симметричная мода с частотой прецессии  $f = 31.74 \text{ GHz}$ , *b* — „топологическая“ мода с двумя полюсными  $\pi$ -точками с частотой прецессии  $f = 28.89 \text{ GHz}$ . Серым цветом заштрихованы области локальной токовой накачки.

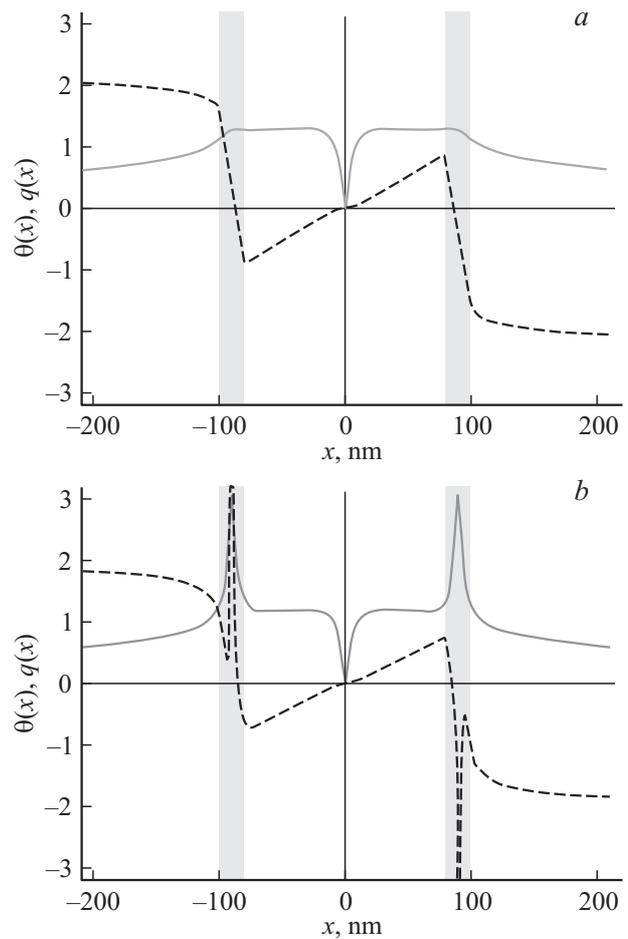
рентному возбуждению синхронизированных колебаний. Эффект синхронизации спиновых колебаний включает в себя две стадии — нелинейное сближение частот генерации каждого генератора и собственно фазу синхронных автоколебаний с одинаковой частотой.

Фазовая синхронизация колебаний возникает в конечном интервале изменения токов  $\Delta I = I - I_{c1,2}$  вблизи точки пересечения токовой зависимости частоты автоколебаний одного наногенератора (опорного)  $\omega_1(I_1)$  с частотой другого  $\omega_2(I_2)$ , т.е. когда  $\omega_1(I_{1c}) = \omega_2(I_{2c}) = \omega$ , где  $I_0$  — постоянный ток накачки первого (опорного) наногенератора. Обе стадии процесса синхронизации в простейшем приближении слабоамплитудных колебаний описываются уравнением Адлера для разности фаз  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$  колебаний в модах одиночных генераторов

$$\frac{d\Delta\varphi}{dt} = \omega_1 - \omega_2 + \delta_{12} \sin \Delta\varphi, \quad (7)$$

где  $\delta_{12} \sim \int \theta_1(x - x_1)\theta_2(x - x_2)dx$  — параметр нелинейной связи взаимодействующих мод  $\theta_1(x - x_1)$ ,  $\theta_2(x - x_2)$ , возбуждаемых каждым генератором с локальной токовой накачкой в точках  $x = x_i$  ( $i = 1, 2$ ). Этот параметр определяет частотный диапазон фазовой синхронизации  $|\omega_1 - \omega_2| \leq \delta_{12}$ . В малоамплитудном приближении он экспоненциально спадает с ростом расстояния между осцилляторами  $\delta_{12} = \delta_0 \exp[-\Gamma(x_2 - x_1)]$ , где  $\Gamma = d \ln \theta/dx = \alpha\omega/4aQ(\infty)$ . Параметр межмодового взаимодействия  $\delta_0$  зависит от механизма нелинейного смешивания возбуждаемых мод в области накачки. Так, при учете только нелинейного смешивания благодаря токовому вращательному моменту имеем  $\delta_0 \sim \eta\sqrt{\beta_1\beta_2}$ . Уравнение Адлера можно получить редукцией исходных уравнений (2) в предположении слабого взаимовлияния возбуждаемых мод отдельных генераторов в области слабой токовой накачки [11]. Мы не будем подробно останавливаться на этом подходе и лишь отметим, что здесь имеются трудности в выделении преобладающего механизма нелинейного взаимодействия, определяющего коэффициенты связи взаимодействующих мод. При росте токов накачки немонотонно смещаются сами частоты генерации и существенно меняется нелинейный механизм взаимодействия спиновых колебаний в активной области. Обе фазы процесса синхронизации претерпевают изменения. Мы ограничимся анализом фазы синхронизации мод колебаний и границы этой области на основе того же автомодельного приближения, который мы применили при расчете собственных мод одиночного наногенератора, интегрируя уравнения (4), дополнив теоретический анализ прямым интегрированием исходных динамических уравнений.

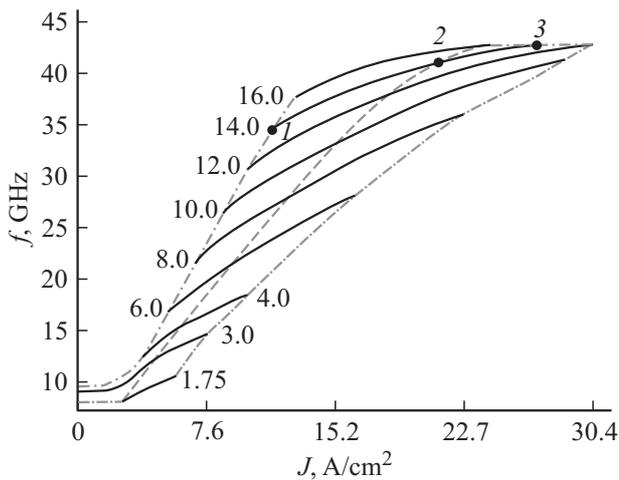
Численный анализ уравнения (4) для двухконтактного генератора показал, что при симметрии токовой накачки, когда величина плотности спин-поляризованного тока в обоих контактах одинакова  $J_1 = J_2 = J$ , выше порога генерации могут возбуждаться две серии мод, отличающиеся наличием либо отсутствием особенностей пространственного распределения угла прецессии  $\theta(x)$



**Рис. 6.** Симметричные излучательные моды двух полосковых генераторов с одной 0-точкой. Плотность тока в генераторах одинакова  $J = 3.81 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>: *a* — нетопологическая — симметричная мода с частотой прецессии  $f = 32.54$  GHz, *b* — топологическая мода с двумя полюсными  $\pi$ -точками с частотой прецессии  $f = 29.24$  GHz.

внутри области накачки. В первой серии моды отличаются только числом резких провалов в распределении угла прецессии спинов между областями накачки, в которых образуются топологические особенности прохождения полюса  $\theta = 0$  (0-точки). Во второй серии модовых распределений дополнительно возникают узловые точки с топологическими особенностями прохождения полюса  $\theta = \pi$ , как в  $2\pi$ -доменной границе ( $\pi$ -точки) внутри каждого контакта. На рис. 5 приведен пример структуры двух различающихся мод, возбуждаемых двухконтактным генератором с расстоянием между контактами  $x_2 - x_1 = 200$  nm в спиновом волноводе с параметрами, как в разд. 2, при одинаковом значении плотности тока  $J = 3.81 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>, у которых отсутствуют узловые 0-точки. На рис. 6 показаны аналогичные моды с одной 0-точкой между генераторами.

Моды генерации каждой серии различаются количеством полюсных 0-точек в области между контактами, в которых амплитуда колебаний обращается в нуль, а азимутальный угол прецессии скачком меняется на  $\pi$ .



**Рис. 7.** Семейство частотных зависимостей синхронизованных нетопологических мод спиновых колебаний с нулевым числом особых точек, возбуждаемых двухконтактным генератором в одномерном спиновом волноводе при вариации тока в одном из контактов  $J = J_2$ ,  $J_1 = \text{const}$  (сплошные линии). Штриховая линия — зависимость частоты моды от плотности тока при симметричном возбуждении, когда  $J = J_1 = J_2$ . Цифры у асимметричных мод — значение плотности тока  $J_1$  в первом генераторе. Штрихпунктирные линии — границы области существования семейства асимметричных мод.

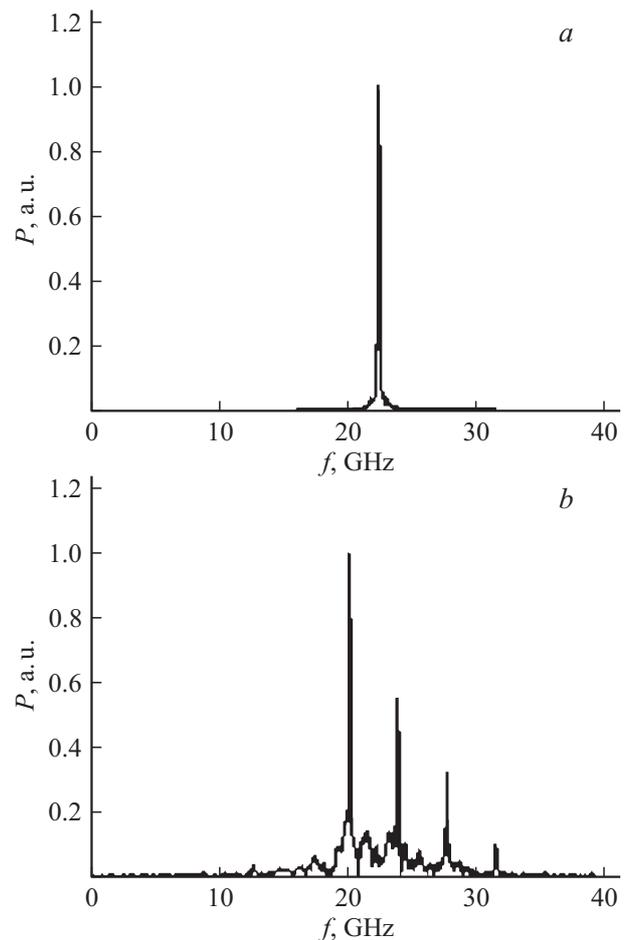
В рассмотренном нами случае число полюсных особенностей между генераторами достигало четырех, поэтому возможное число мод синхронизованных колебаний в каждой серии равнялось пяти. Асимметрия токовой накачки приводит к асимметричному сдвигу полюсных точек прецессии.

При вариации тока в одном из генераторов частотный и токовый интервалы существования синхронизованных спиновых колебаний являются конечными. На рис. 7 приведена серия частотных зависимостей синхронизованных колебаний (сплошные кривые), рассчитанных при вариации тока во втором контакте, когда ток в опорном контакте поддерживается постоянным. В каждой линии ток опорного контакта различается, он указан цифрами вблизи соответствующей кривой. Так, при плотности тока опорного контакта  $J = |\beta_0|/4\pi a = 8 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$  интервал области синхронизации плотности токов составляет  $\Delta J = |\beta_0|/4\pi a = 10 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$  соответственно. Эта величина согласуется по порядку величины с оценкой токового интервала по малоамплитудной модели Адлера (7), использованной в работе [11]. Токовый интервал асимметричного возбуждения значительно меньше, чем токовый интервал симметричного возбуждения, когда токи в контактах одинаковы, как показано на рис. 7 штриховой линией.

Детальный анализ обеих стадий возникновения фазовой синхронизации наногенераторов вблизи критических значений тока нами проведен методом численного интегрирования микромагнитных уравнений (2). С целью снижения эффекта отражения спиновых волн на

границах окна счета введена буферная зона, в которой параметр затухания Гильберта  $\alpha$  постепенно возрастает в несколько раз на протяжении нескольких длин волн спиновых колебаний. Численные расчеты показали (рис. 8), что границы существования асимметричных мод связаны с возникновением биения амплитуды прецессии и возникновением серии пиков на разностных частотах вместо одного пика в спектре спиновых колебаний, как показано на рисунках для критической точки 1.

Аналогичным путем были проанализированы области синхронизации вблизи серии значений тока возбуждения симметричной моды. Эти расчеты позволили определить область частот и токов синхронизации двухконтактного генератора (рис. 7). Интересно, что область синхронизации генераторов начинается с нулевого значения варьируемого тока в одном из генераторов, так что стадия сближения частот в начале интервала синхронизации отсутствует. При вариации среднего тока накачки двойного генератора его частота меняется нелинейно.



**Рис. 8.** Частотный спектр спиновых колебаний в нетопологической моде с двумя полюсными 0-точками вблизи критической точки потери синхронизации 1, показанной на рис. 7, соответствующей значению плотности тока в левом контакте  $j_1 = 12.1 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ , а в правом  $j_2 = 6.8 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ : *a* — справа от критической точки при  $j_2 = 7.0 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ , *b* — слева от критической точки при  $j_2 = 6.6 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ .

Ограничения на частоты здесь примерно те же, что для изолированного генератора. Токовый интервал фазовой синхронизации возрастает с ростом среднего тока накачки и достигает максимальной величины при некотором значении тока опорного генератора. В области больших токов происходит срыв автоколебаний и переход на другой тип спиновых колебаний. Здесь возможно наблюдение токового гистерезиса частот автоколебаний.

## Заключение

Таким образом, мы показали, что точечные спиновые наногенераторы теоретически не имеют ограничения по частоте, а практически могут достигать 40 GHz и выше. Синхронизация наногенераторов с вертикальной геометрией намагничивания показывает очень широкий интервал их токовой перестройки и большую область синхронизации, что важно для их практической разработки. Интересной особенностью рассмотренной одномерной геометрии спинового волновода является удвоение минимального числа мод в генераторе, связанное с возбуждением в волноводе динамических топологических образований в виде прецессирующих  $2\pi$ -доменных границ. Подобные моды могут возникать либо путем перехода из нетопологической моды на краях ее области существования, либо при неоднородном начальном распределении спинов в волноводе, например, при наличии магнитных зародышей. Разработанный здесь подход может быть использован для анализа синхронизации более двух генераторов. В связи с расширенным интервалом синхронизации полосковых генераторов представляет интерес рассмотреть влияние тепловых флуктуаций на ширину линии и интервал синхронизации системы таких генераторов, для чего требуется отдельное исследование.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 13-07-12405.

## Список литературы

- [1] Звездин К.А., Чиненков М.Ю., Попков А.Ф. и др. // Инженерная физика. 2012. № 10. С. 27–44.
- [2] Villard P., Ebels U., Houssameddine D. et al. // IEEE J. Sol. St. Circ. 2010. Vol. 45. N 1. P. 214–223.
- [3] Pribiag V.S., Krivorotov I.N., Fuchs G.D. et al. // Nat. Phys. 2007. Vol. 3. P. 498–503.
- [4] Dussaux A., Georges B., Grollier J. et al. // Nat. Commun. 2010. Vol. 1. N 8. P. 1–6.
- [5] Rippard W.H., Pufall M.R., Kaka S. et al. // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 70. N 10. P. 100 406 (R).
- [6] Houssameddine D., Florez S.H., Katine J.A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 93. N 2. P. 022 505.
- [7] Zeng Z., Amiri P.K., Krivorotov I.N. et al. // ACS Nano. 2012. Vol. 6. N 7. P. 6115–6121.
- [8] Georges B., Grollier J., Cros V., Fert A. // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 92. N 23. P. 232 504–232 506.
- [9] Kaka S., Pufall M.R., Rippard W.H. et al. // Nature. 2005. Vol. 437. P. 389–392.
- [10] Mancoff F.B., Rizzo I.N.D., Engel B.N., Tehrani S. // Nature. 2005. Vol. 437. P. 393–395.
- [11] Slavin A.N., Tiberkevich V.S. // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. N 10. P. 104 401–104 404.
- [12] Bonin R., Bertotti G., Serpico C. et al. // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 101. N 9. P. 09A 506–09A 5011.
- [13] Bonin R., Bertotti G., Serpico C. et al. // Eur. Phys. J. B. 2009. Vol. 68. N 2. P. 221–231.
- [14] Slonczewski J.C. // J. Magn. Magn. Mater. 1999. Vol. 195. N 2. P. 261–268.
- [15] Hoefer M.A., Ablowitz M.J., Ilan B. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. Vol. 95. P. 267 206–267 209.
- [16] Firastrau I., Gusakova D., Houssameddine D. et al. // Phys. Rev. B. 2008. Vol. 78. N 2. P. 024 437–0 244 314.
- [17] Zhou Y., Bonetti S., Zha C.L., Akerman J. // New J. Phys. 2009. Vol. 11. P. 103 028–103 039.
- [18] Slonczewski J.C. // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 159. N 1–2. P. L1–L7.
- [19] Ralph D.C., Stiles M.D. // J. Magn. Magn. Mater. 2008. V. 320. N 7. P. 1190–1216.
- [20] Russek S.E., Rippard W.H., Cecil T., Heindl R. Spin-Transfer Nano-Oscillators. Handbook of Nanophysics: Functional Nanomaterials / Ed. by K.D. Sattler. CRC Press, 2010. 787 p.