

СВЯЗАННАЯ ДИНАМИКА МАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В ПЯТИСЛОЙНОМ СПИНТРАНСФЕРНОМ НАНООСЦИЛЛЯТОРЕ

© 2024 г. Е. Г. Екомасов^а, Д. Ф. Нерадовский^б, Г. И. Антонов^{а, *}, В. В. Филиппова^а

^аУфимский университет науки и технологий,

ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076 Российская Федерация

^бТюменский государственный университет,

ул. Володарского, 6, Тюмень, 625003 Российская Федерация

*E-mail: georgij.antonow@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.05.2024 г.

После доработки 17.05.2024 г.

Принята к публикации 28.05.2024 г.

Исследовано влияние спин-поляризованного тока и числа магнитных слоев на связанную динамику вихрей в спин-трансферных наноосцилляторах малого диаметра. Найдена с использованием пакета программ для микромагнитного моделирования SpinPM зависимость частоты от величины токов, при которых наблюдается стационарный режим связанных колебаний трех вихрей. Показана для случая трех одинаковых магнитных слоев возможность реализации разных сценариев связанной динамики вихрей. Получено, что при численном расчете для случая трех магнитных слоев получаются частоты стационарных связанных колебаний меньшие, чем предсказывает теория, построенная на эффективных уравнениях для координат центра вихря.

Ключевые слова: магнитный вихрь, спин-трансферный наноосциллятор, наноцилиндры

DOI: 10.31857/S0033849424050088, **EDN:** ILEVSB

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в магнитных наноструктурах между током и намагниченностью может возникнуть прямое (контактное) взаимодействие. Этот эффект обусловлен переносом спинового момента и имеет квантовую природу. Системы, в которых таким образом возбуждается прецессия намагниченности, называются спин-трансферными наноосцилляторами (СТНО). Частота осцилляций в подобных трехслойных системах зависит от приложенных поля и тока, что означает возможность управлять частотой в довольно широких пределах. СТНО часто представляют собой трехслойные магнитные наноцилиндры [1]. В пермалловых наноцилиндрах определенных размеров магнитный вихрь может быть реализован как основное состояние [1]. Магнитная структура вихря, находящегося в центре диска, в условиях равновесия качественно выглядит следующим образом: поле намагниченности лежит в плоскости и закручивается вокруг центра вихря. В малой окрестности центра диска намагниченность выходит из плоскости и ориентируется перпендикулярно ей. Эта центральная часть называется ядром, или кором вихря и имеет диаметр порядка 10 нм. Микромагнитную структуру вихря и вихревого ядра неоднократно наблюдали экспериментально [2, 3]. Также экспериментально была сделана прямая визуализация с помощью рентгеновской фотоэмиссионной электронной микроскопии динамики магнитных вихрей, заключенных

в круглые диски микронного размера из пермаллоя толщиной 30 нм [4].

Вихревые СТНО характеризуются тем, что их магнитные слои содержат магнитный вихрь, динамика которого и обеспечивает микроволновую радиацию. Отметим, что практический интерес к таким структурам не ограничивается СТНО генераторами сверхвысокой частоты (СВЧ). Есть также разработки вихревой многобитовой оперативной памяти, где информация хранится в форме топологических состояний вихря [5, 6]. Также вихревые спинтронные структуры и их ансамбли активно исследуют в контексте нейроморфных устройств, реализующих резервуарные вычисления [7].

Хорошо исследована динамика вихря в трехслойном одно- и двухвихревом СТНО. Показано, что с помощью спин-поляризованного тока можно управлять динамикой и структурой вихрей [1, 8, 9]. Спин-поляризованный ток может вызвать осцилляции намагниченности. Гиротропная мода соответствует круговому трансляционному движению вихря в диске вокруг его центра. Показано, что для описания гиротропного движения вихря можно использовать уравнения Тилиа. Метод построения уравнений на основе метода коллективных переменных для гироскопической динамики вихрей в нанодиске приведен, например, в [10–12]. При выводе таких уравнений был использован предложенный в [13] аналитический

анзац, описывающий минимизирующую магнитостатическую энергию, структуру статического магнитного вихря. Было получено, что частота осцилляций вихревого ядра вокруг геометрического центра нанодиска имеет линейную зависимость от соотношения геометрических размеров диска. Было дано теоретическое описание динамики вихрей под действием спинового тока, описана зависимость частоты одновихревого СТНО от плотности спин-поляризованного тока.

Динамика магнитостатически связанных магнитных вихрей в двухвихревых СТНО системы (см., например, [1, 14–21]) в значительной степени зависит от взаимной ориентации намагниченности в вихревых корах. В такой системе связанных вихрей увеличивается число возможных состояний, определяемых параметрами полярности и киральности вихрей, которое можно использовать для прикладных целей, например, при создании магнитной памяти. В экспериментальных работах [15–19] в трехслойном СТНО, содержащем вихри в каждом из двух магнитных слоев, с помощью спин-поляризованного тока и магнитного поля продемонстрирована возможность независимого управления и отбора нужных вихревых киральностей и полярностей. Связанная динамика вихрей позволяет существенно уменьшить ширину спектра даже при нулевом поле, что демонстрирует высокий потенциал в использовании связанной динамики вихрей для повышения качества спинтронных генераторов СВЧ-сигнала. Для теоретического описания динамики связанных вихрей в работе [14] использованы эффективные уравнения Тилиа и найдена гиротропная частота стационарных связанных осцилляций. Стационарная вихревая динамика теперь имеет два решения для частоты стационарных связанных осцилляций. Одно из них по величине больше значения частоты, полученной для случая одного вихря, а второе — меньше. Численное моделирование динамики связанных вихрей в работах [22–26] для кругового вихревого СТНО с пермалловыми магнитными слоями, позволило разобраться в деталях динамики вихрей. Рассмотрены случаи разных диаметров нанодисков — 120, 200 и 400 нм, и разных толщин магнитных слоев — толстого (15 нм) и тонкого (4 нм). При этом считалось, что в начальный момент времени вихри имели одинаковые полярности и киральности.

Для случая пятислойной структуры с тремя магнитными слоями пока проведено крайне ограниченное количество исследований. В основном исследовался случай однородно намагниченного одного свободного магнитного слоя [27–29]. В данной работе проведен анализ динамики трех магнитостатически связанных вихрей в пятислойной цилиндрической структуре малого диаметра под влиянием спин-поляризованного тока.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим проводящий пятислойный нанодиск, три слоя которого магнитные из пермаллоя, а два слоя, лежащие между ними, — немагнитные (рис. 1). Состав пермаллоя (Pμ) — Ni₈₀Fe₂₀. Пусть в каждом из магнитных слоев существует магнитный вихрь как основное состояние. Для приближенного аналитического исследования стационарной динамики таких вихрей одинаковой киральности можно использовать эффективные уравнения для векторов, определяющих положения центров вихрей [14]. Энергию этой системы в приближении парного взаимодействия слоев запишем следующим образом:

$$W(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3) = \frac{1}{2}k_1\vec{x}_1^2 + \frac{1}{2}k_2\vec{x}_2^2 + \frac{1}{2}k_3\vec{x}_3^2 + \mu_1(\vec{x}_1, \vec{x}_2) + \mu_2(\vec{x}_2, \vec{x}_3), \quad (1)$$

где $\vec{x}_j = \{X_1^{(j)}, X_2^{(j)}\}$ — координаты центра j -го вихря, $j=1, 2, 3$; k_j — коэффициент квазиупругости j -го вихря, μ_1, μ_2 — коэффициенты, описывающие магнитостатическую энергию взаимных вихрей. Эффективные динамические уравнения для этой системы имеют вид

$$\left[\vec{G}_j, \dot{\vec{x}}_j(t) \right] = \frac{\partial}{\partial \vec{x}_j} W(x_1, x_2, x_3), \quad j=1, 2, 3, \quad (2)$$

где $\vec{G}_j = -G_j \vec{n}_3$, $G_j = 2\pi d_j \frac{M_{sj}}{\gamma}$, d_j и M_{sj} — толщина и намагниченность насыщения j -го магнитного слоя, γ — гиромагнитное отношение, $\vec{n}_3$ — единичный вектор. Будем полагать, что решение уравнений (2) в установившемся режиме имеет вид гармонических колебаний:

$$\vec{x}_j(t) = \vec{x}_{0j} \exp(i\omega t), \quad j=1, 2, 3. \quad (3)$$

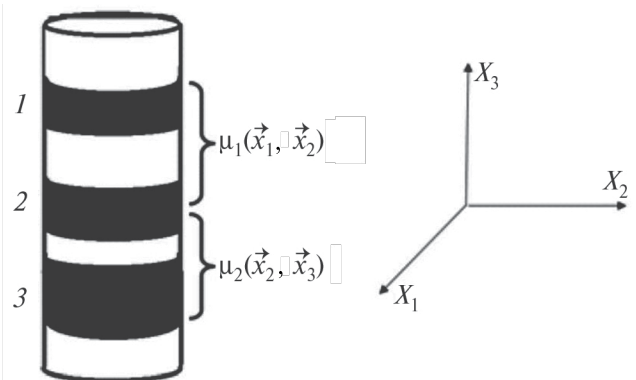


Рис. 1. Схематичное представление многослойной столбчатой наноструктуры.

Подставляя (3) в (2), с учетом (1) получим однородную систему линейных алгебраических уравнений для амплитуд, нетривиальные решения которой существуют при условии

$$\det \begin{bmatrix} G_1\omega - k_1 & -\mu_1 & 0 \\ -\mu_1 & G_2\omega - k_2 & -\mu_2 \\ 0 & -\mu_2 & G_3\omega - k_3 \end{bmatrix} = 0. \quad (4)$$

Введем обозначения для частот независимых стационарных осцилляций в каждом из слоев: $\omega_{0j} = k_j / G_j$ собственная частота стационарного движения j -го вихря, $\Omega_1^2 = \frac{\mu_1^2}{G_1 G_2}$, $\Omega_2^2 = \frac{\mu_2^2}{G_2 G_3}$.

С учетом введенных обозначений раскрытие детерминанта в (4) приводит к характеристическому уравнению третьей степени для частоты ω :

$$\begin{aligned} &\omega^3 - (\omega_{01} + \omega_{02} + \omega_{03})\omega^2 + \\ &+ (\omega_{01}\omega_{02} + \omega_{02}\omega_{03} + \omega_{01}\omega_{03} - \Omega_1^2 - \Omega_2^2)\omega + \\ &+ \omega_{01}\Omega_2^2 + \omega_{03}\Omega_1^2 - \omega_{01}\omega_{02}\omega_{03} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Уравнение (5) позволяет численно получить собственные частоты при разных соотношениях между параметрами слоев. Для качественной оценки частот рассмотрим простой случай одинаковых магнитных слоев. Тогда, $G_1 = G_2 = G_3 = G$

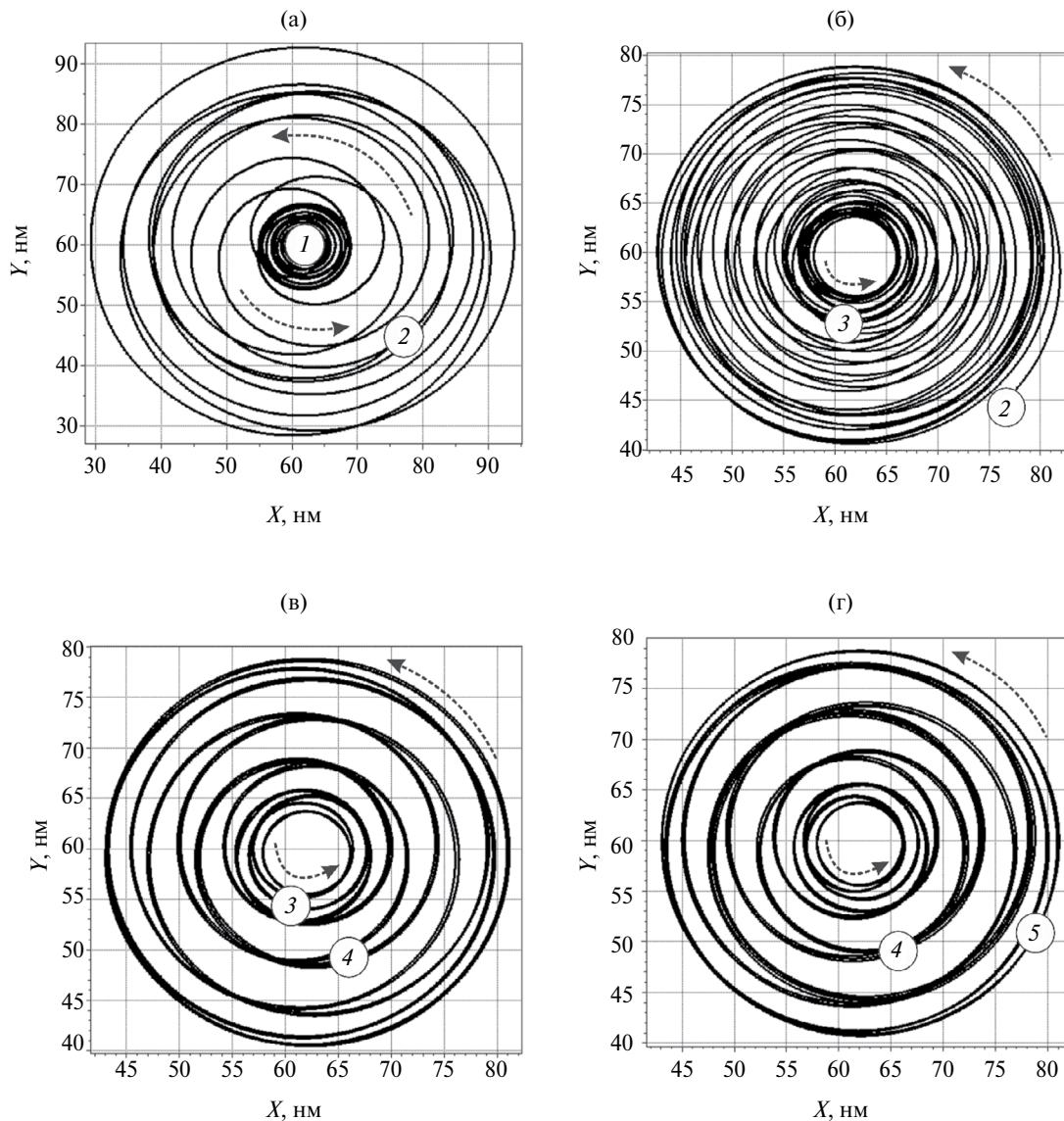


Рис. 2. Траектории движения кора вихря в верхнем слое, полученные для случая 15/15/15 при токе 28.27 мА для интервалов времени: 0...25 (а), 25...50 (б), 50...75 (в), 75...100 нс (г); обозначены моменты времени: 0 (1), 25 (2), 50 (3), 75 (4) и 100 нс (5).

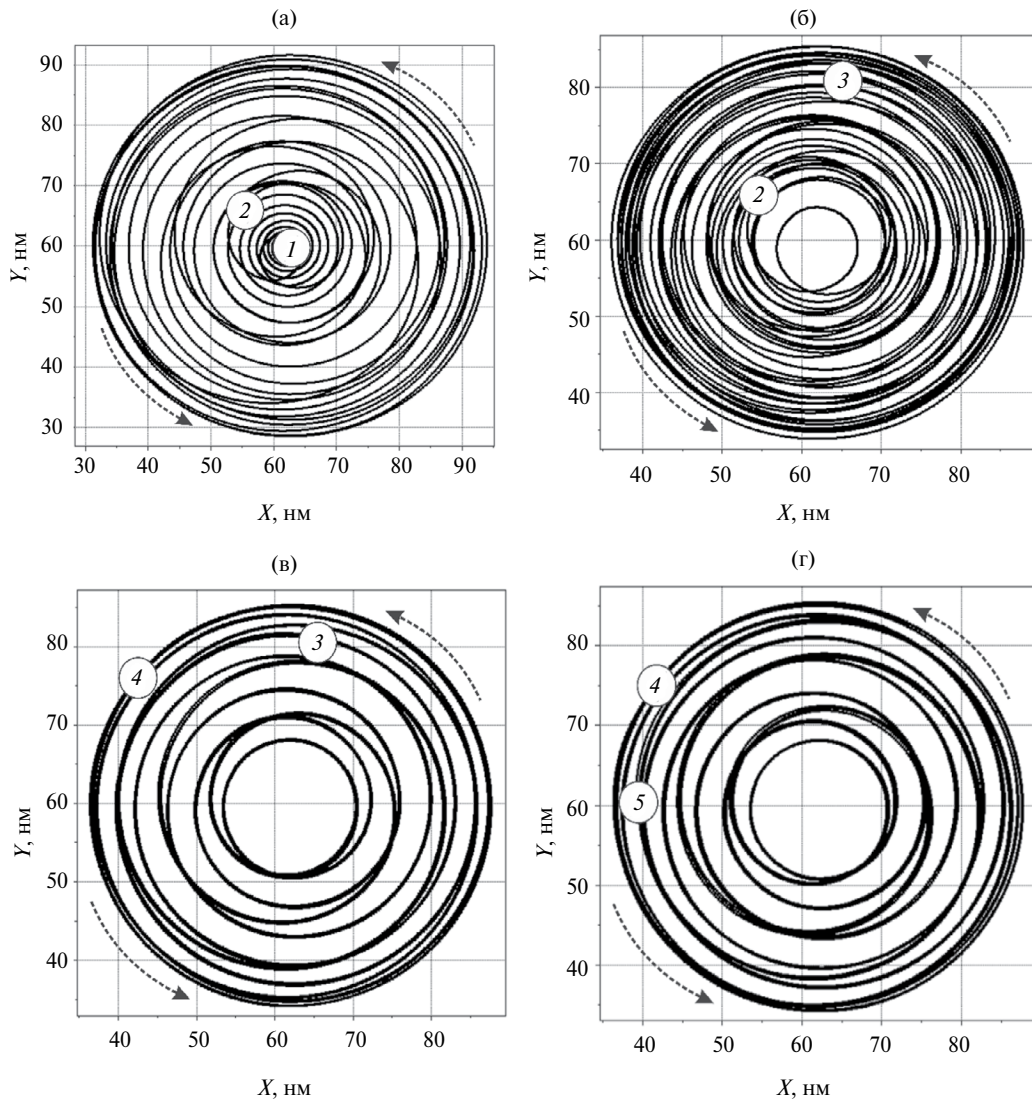


Рис. 3. Траектории движения кора вихря в среднем слое, полученные для случая 15/15/15 при токе 28.27 мА для интервалов времени: 0...25 (а), 25...50 (б), 50...75 (в), 75...100 нс (г); обозначены моменты времени: 0 (1), 25 (2), 50 (3), 75 (4) и 100 нс (5).

и считаем равными коэффициенты квазиупругости и параметры магнитостатического взаимодействия. Это позволяет аналитически найти собственные частоты связанной динамики трех вихрей:

$$\omega_1 = \omega_0 - \sqrt{2}\tilde{\mu}, \quad \omega_2 = \omega_0, \quad \omega_3 = \omega_0 + \sqrt{2}\tilde{\mu}, \quad (6)$$

где $\tilde{\mu} = \mu / G$. Из сравнения с результатом, полученным для структуры с двумя магнитными слоями [1], видно, что максимальная собственная частота стационарной динамики системы трех вихрей ($\omega_{\max}^{(3)} = \omega_3$) больше собственной частоты системы с двумя вихрями ($\omega_{\max}^{(2)} = \omega_0 + \tilde{\mu}$). Введем следующие обозначения:

$$\frac{\omega_{\max}^{(2)} - \omega_0}{\tilde{\mu}} = \frac{\Delta\omega^{(2)}}{\tilde{\mu}} = 1, \quad \frac{\omega_{\max}^{(3)} - \omega_0}{\tilde{\mu}} = \frac{\Delta\omega^{(3)}}{\tilde{\mu}} = \sqrt{2}, \quad (7)$$

и тогда полученный результат можно представить в виде неравенства

$$\frac{\Delta\omega^{(3)}}{\tilde{\mu}} > \frac{\Delta\omega^{(2)}}{\tilde{\mu}}. \quad (8)$$

Совершенно аналогично можно аналитически решить задачу и для системы из четырех связанных вихрей. Полученное характеристическое уравнение четвертой степени имеет довольно громоздкий вид. Но полагая магнитные слои одинаковыми, как это было сделано в предыдущем случае, и здесь можно получить аналитические выражения для собственных частот. Приведем только результат вычислений:

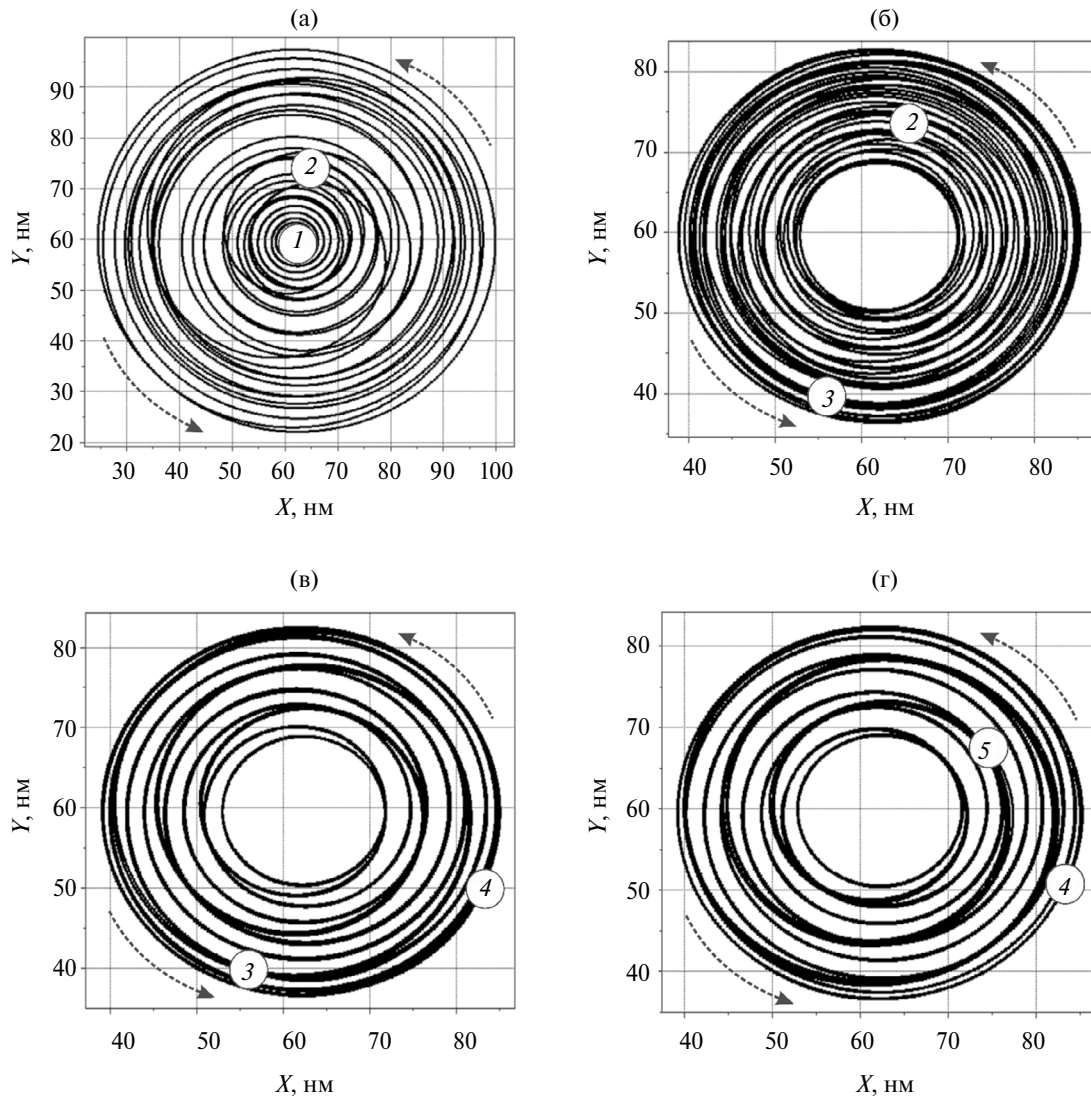


Рис. 4. Траектории движения кора вихря в нижнем слое, полученные для случая 15/15/15 при токе 28.27 мА для интервалов времени: 0...25 (а), 25...50 (б), 50...75 (в), 75...100 нс (г); обозначены моменты времени: 0 (1), 25 (2), 50 (3), 75 (4) и 100 нс (5).

$$\omega_{1,2} = \omega_0 \pm \sqrt{\frac{3-\sqrt{5}}{2}} \tilde{\mu}, \quad \omega_{3,4} = \omega_0 \pm \sqrt{\frac{3+\sqrt{5}}{2}} \tilde{\mu}. \quad (9)$$

Выбирая из полученных решений максимальный по величине корень характеристического уравнения, получим в сравнении с результатами задачи для двух и трех вихрей, представленными в (8), следующее выражение:

$$\frac{\Delta\omega^{(4)}}{\tilde{\mu}} > \frac{\Delta\omega^{(3)}}{\tilde{\mu}} > \frac{\Delta\omega^{(2)}}{\tilde{\mu}}. \quad (10)$$

Таким образом, для четырех магнитных слоев с одинаковыми параметрами существует максимальная собственная частота, которая больше соответствующих частот для систем с двумя и тремя магнитными слоями. Так как полученный результат основывался на приближенных эффективных уравнениях, для динамики центра вихрей

требуется его сравнение с результатами численного счета обобщенного уравнения Ландау–Лифшица.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО СЧЕТА

Для прямых расчетов нелинейной динамики намагниченности в каждом из магнитных слоев будем использовать обобщенное уравнение Ландау–Лифшица. Оно содержит дополнительный вращательный момент $\vec{T}_{s.t.}$ [1], ответственный за взаимодействие тока с намагниченностью, и имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M}, \vec{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\vec{M}, \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right] + \vec{T}_{s.t.}, \quad (11)$$

где $\vec{M}$ — вектор намагниченности, M_s — намагниченность насыщения, α — параметр затухания

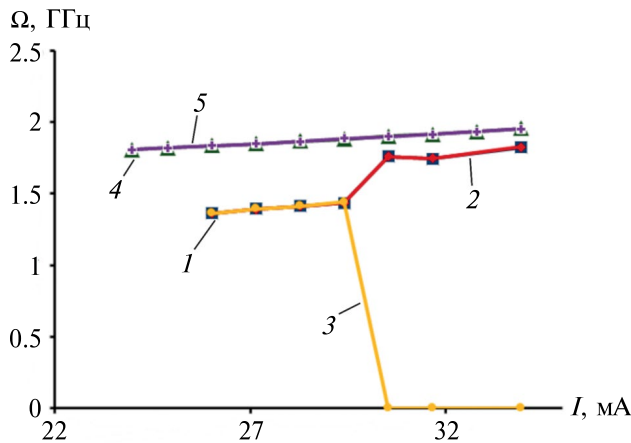


Рис. 5. Зависимости частоты стационарных колебаний вихрей от величины тока для трехслойной структуры: три магнитных вихря движутся с одинаковой частотой (1), два магнитных вихря движутся с одинаковой частотой (2), вылет вихря за край в третьем магнитном слое (3); для двухслойной структуры: частота колебаний для первого (4) и второго (5) слоев.

Гильберта, H_{eff} — эффективное поле представляет собой сумму внешнего магнитного поля, полей магнитостатического и обменного взаимодействий. Вращающий момент, следуя [1], можно записать в виде:

$$\vec{T}_{\text{s.t.}} = \frac{\gamma a_j}{M_s} \left[\vec{M}, \left[\vec{M}, \vec{m}_{\text{ref}} \right] \right] + \gamma b_j \left[\vec{M}, \vec{m}_{\text{ref}} \right], \quad (12)$$

где $a_j = \frac{\hbar}{2|e|} \frac{1}{d} P \frac{1}{M_s} J_e$, $b_j = \beta a_j$, $\beta \approx 0.05 \dots 0.2$, $\hbar$ —

постоянная Планка, e — заряд электрона, d — толщина слоя, J_e — плотность тока, P — поляризация тока, $\vec{m}_{\text{ref}}$ — единичный вектор вдоль намагниченности опорного слоя. В данной работе для численного расчета структуры и связанной динамики магнитных вихрей используется микромагнитное моделирование с помощью пакета SpinPM [22–24].

Далее численно исследуем связанную динамику вихрей для наностолбика с тремя одинаковыми магнитными слоями (см. рис. 1) толщиной 15 нм и диаметром 120 нм, которые разделены двумя немагнитными слоями толщиной 10 нм. Магнитные параметры такого нанодиска будем считать равными следующим значениям [17]: $M_s = 700$ эрг/Гс·см³, обменная жесткость $A = 1.2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см для, постоянная затухания Гильберта $\alpha = 0.01$, гиромагнитное отношение $\gamma = 2.0023 \cdot 10^7$ (Э·с)⁻¹. Поляризация тока $P = 0.1$, ток течет снизу вверх. В начальный момент времени в трех слоях Ру киральности вихрей одинаковы и соответствуют направлению вращения по часовой стрелке. Направление намагниченности в корах вихрей одинаково и направлено вверх.

Компьютерное моделирование показало, что, как и для случая с двумя такими же магнитными слоями, режим стационарных колебаний начинается при достаточно больших величинах тока. На зависимости средней компоненты намагниченности M_x от времени появились заметные биения. На рис. 2–4 приведены траектории движения центра вихря соответственно в верхнем, среднем и нижнем магнитном слое при токе 28.27 МА в интервалы времени: 0...25, 25...50, 50...75 и 75...100 нс. Анализируя рис. 2–4, можно увидеть, что при стационарном режиме колебаний центры вихрей сначала раскручиваются по спиралевидной увеличивающейся орбите, доходя до какого-то критического значения, а затем начинают закручиваться по спиралевидной уменьшающейся орбите. Потом все повторяется, т.е. наблюдается периодический переход от стационарных колебаний по малому радиусу на стационарные колебания по большому радиусу и обратно. Период времени этого перехода значительно больше периода стационарных колебаний вихрей вокруг центра. При этом время раскручивания и закручивания для каждого слоя разное. Так, вихрь в верхнем магнитном слое быстрее раскручивается, для вихря в среднем слое время раскручивания и закручивания одинаково, а вихрь в нижнем слое закручивается медленнее. Вихри движутся не друг под другом, а друг за другом, т.е. с некоторой разностью фаз.

Подсчет частот стационарных колебаний вихрей вокруг центра был проведен двумя методами: первый — подсчет частоты из периода колебаний, полученного из графика зависимости средней компоненты намагниченности $M_x(t)$ от времени, второй — метод с использованием фурье-анализа. Значения частот, посчитанных двумя способами, оказались почти равными: отличие в среднем составляло 0.01...0.03 ГГц, и лишь при токе 29.4 МА, близком к критическому значению, частоты для вихрей в верхнем и среднем слоях, (посчитанные разными методами,) заметно отличались.

На рис. 5 представлены зависимости частот стационарных колебаний вихрей от величины тока для трехслойной и двухслойной структур. Видно, что для случая трехслойной структуры частота при увеличении тока увеличивается практически линейно, но она заметно меньше, чем для случая двух одинаковых магнитных слоев. При увеличении тока до некоторой критической величины, происходит вылет вихря за край магнитного слоя в третьем магнитном слое. Образуется новая структура с двумя связанными вихрями, а третий магнитный слой с намагниченностью, вращающейся в каждой точке с частотой вихрей, превращается в поларайзер для них. При этом частота новой структуры заметно увеличивается по сравнению со случаем трех вихрей и также практически линейно зависит от тока.

Однако она все еще меньше, на 0.1 ГГц, чем для случая двух одинаковых магнитных слоев.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью аналитических и численных методов исследовано влияние спин-поляризованного тока и числа магнитных слоев на связанную динамику вихрей в спин-трансферных наноосцилляторах малого диаметра 120 нм. Используя эффективные уравнения связанной динамики для центров вихрей, найдены частоты для стационарного режима колебаний структуры с тремя и четырьмя магнитными слоями. Численно с помощью пакета SPIN RM описаны траектории движения вихрей, построены зависимости частоты стационарного режима колебаний вихрей от величины тока. Показано, что частота линейно зависит от величины тока. Найдено, что численный эксперимент, в отличие от предсказаний теории, показал уменьшение частоты стационарного режима колебаний вихрей для случая трех магнитных слоев по сравнению со случаем СТНО с двумя магнитными слоями.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Звездин К.А., Екомасов Е.Г. // ФММ. 2022. Т. 123. № 3. С. 219.
2. Wu J., Carlton D., Park J., Meng Y. // Nature Phys. 2011. V. 7. P. 303. DOI: 10.1038/nphys1891.
3. Mironov V.L., Gribkov B.A., Fraerman A.A. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2007. V. 312. P. 153. DOI: 10.1016/j.jmmm.2006.09.032.
4. Guslienko K. Yu., Han X.F., Keavney D.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. № 6. P. 067205. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.067205.
5. Bohlens S., Krüger B., Drews A., Bolte M. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. № 14. P. 142508. DOI: 10.1063/1.2998584 6.
6. Nakano K., Chiba D., Ohshima N. et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. № 26. P. 262505. DOI: 10.1063/1.3673303 56.
7. Grollier J., Querlioz D., Camsari K.Y. et al. // Neuromorphic Spintronics. Nat Electron. 2020. V. 3. P. 360. DOI: 10.1038/s41928-019-0360-9.
8. Звездин А.К., Хвальковский А.В., Звездин К.А. // Успехи физ. наук. 2008. Т. 178. № 4. С. 436. DOI:10.1070/PU2008v051n04ABEH006508.
9. Dussaux A., Georges B., Grollier J. et al. // Nature Commun. 2010. V. 1. P. 8. DOI:10.1038/ncomms1006
10. Khvalkovskiy A.V., Grollier J., Dussaux A. et al. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80. № 14. P. 140401. DOI:10.1103/PhysRevB.80.140401.
11. Gaididei Y., Kravchuk V., Sheka D. // Int. J. Quantum Chemistry. 2010. V. 110. P. 8397. DOI: 10.1002/qua.22253.
12. Ivanov B.A., Zaspel E. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. № 24. P. 247208. DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.247208.
13. Усов Н.А., Песчаный С.Е. // ФММ. 1994. Т. 78. № 6. С. 13.
14. Guslienko K. Yu., Buchanan K.S., Bader S.D., Novosad V. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. № 22. P. 223112. DOI: 10.1063/1.1929078.
15. Locatelli N., Naletov V.V., Grollier J. et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. № 6. P. 062501. DOI: 10.1063/1.3553771.
16. Cherepov S.S., Koop B.C., Galkin A.Y. et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. № 9. P. 097204. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.139902.
17. Locatelli N., Ekomasov A.E., Khvalkovskiy A.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 102. № 6. P. 062401. DOI:10.1063/1.4790841
18. Sluka V., Kakay A., Deac A.M. et al. // Nat. Commun. 2015. V. 6. P. 6409. DOI: 10.1038/ncomms7409.
19. Locatelli N., Lebrun R., Naletov V. et al. // IEEE Trans. 2015. V. MAG-51. № 8. Article No. 4300206. DOI: 10.1109/TMAG.2015.2414903.
20. Holmgren E., Bondarenko A., Ivanov B.A., Korenivski V. // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. № 9. P. 094406. DOI:10.1103/Phys. rev.B.97.094406.
21. Anam Hanif, Arbab Abdur Rahim, Husnul Maab // Physica B: Cond. Matt. 2023. V. 668. ArticleNo. 415203. DOI: 10.1016/j.physb.2023.415203.
22. Екомасов А.Е., Степанов С.В., Звездин К.А., Екомасов Е.Г. // ФММ. 2017. Т. 118. № 4. С. 345. DOI: 10.7868/S0015323017020024
23. Степанов С.В., Екомасов А.Е., Звездин К.А., Екомасов Е.Г. // ФТТ. 2018. Т. 60. № 6. С. 1045. DOI:10.21883/FTT.2018.06.45974.22M
24. DOI:10.21883/FTT.2018.06.45974.22M
25. Ekomasov A.E., Stepanov S.V., Zvezdin K.A., Ekomasov E.G. // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 471. P. 513. DOI: org/10.1016/j.jmmm.2018.09.077.
26. Екомасов Е.Г., Степанов С.В., Назаров и др. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. № 17. С. 26.
27. Stepanov S.V., Nazarov V.N., Zvezdin K.A., Ekomasov E.G. // J. Magn. Magn. Mater. 2022. V. 562. P. 169758. DOI: 10.1016/j.jmmm.2022.169758.
28. Lacoste B., Marins de Castro M., Devolder T. et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. № 22. P. 224404. DOI: 10.1103/PhysRevB.90.224404.
29. Zaspel C.E., Galkina E.G., Ivanov B.A. // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 12. № 4. P. 044019. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.12.044019.
30. Chun-Yeol You // J. Magnetism. 2012. V. 17. P. 73. DOI: 10.4283/jmag.2012.17.2.073.

RELATED DYNAMICS OF MAGNETIC VORTEXES IN FIVE-LAYER SPINTRANSFER NANOOSCILLATOR

E. G. Ekomasov^a, D. F. Neradovsky^b, G. I. Antonov^{a,*}, V. V. Filippova^a

^a*Ufa University of Science and Technology,
st. Zaki Validi, 32, Ufa, 450076 Russian Federation*

^b*Tyumen State University,
st. Volodarskogo, 6, Tyumen, 625003 Russian Federation*

**E-mail: georgij.antonow@yandex.ru*

Received May 15, 2024; revised May 17, 2024; accepted May 28, 2024

The influence of spin-polarized current and the number of magnetic layers on the coupled dynamics of vortices in small-diameter spin-transfer nanooscillators has been studied. Using the software package for micromagnetic modeling SpinPM, the dependence of the frequency on the current magnitude of the currents at which a stationary mode of coupled oscillations of three vortices is observed is found. For the case of three identical magnetic layers, the possibility of implementing different scenarios of coupled vortex dynamics is shown. It was found that numerical calculations for the case of three magnetic layers yield frequencies of stationary coupled oscillations that are lower than those predicted by theory. Built on effective equations for the coordinates of the vortex center.

Keywords: magnetic vortex, spin-transfer nanooscillator, nanocylinders