

СИНХРОНИЗАЦИЯ АВТОКОЛЕБАНИЙ МАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В ОБМЕННО-СВЯЗАННЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ДИСКАХ

Д. А. Татарский ^{a,b*}, В. Л. Миронов ^a, А. А. Фраерман ^a

^a Институт физики микроструктур Российской академии наук
607680, Нижний Новгород, Россия

^b Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
603950, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 24 сентября 2022 г.,
после переработки 24 сентября 2022 г.
Принята к публикации 13 октября 2022 г.

Методом численного моделирования исследованы низкочастотные (гиротропные) автоколебания магнитных вихрей во взаимодействующих ферромагнитных дисках, вызванные протеканием спин-поляризованного тока. Рассмотрены различные моды колебаний намагниченности в зависимости от конфигурации магнитного состояния системы. Исследовано влияние неоднородности тока накачки на разность фаз гирации вихрей в соседних дисках. Показано, что перекрытие дисков приводит к увеличению взаимодействия между вихрями и, как следствие, к уменьшению расфазировки колебаний коро́в вихрей. Обсуждаются перспективы применения перекрывающихся дисков для обеспечения фазовой синхронизации массивов вихревых спин-трансферных генераторов.

DOI: 10.31857/S0044451023030082

EDN: QEOJNZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Спин-трансферные наноосцилляторы (СТНО) на основе наноразмерных магнитных спиновых вентилях активно исследуются в последние десятилетия в связи с перспективой создания компактных генераторов гигагерцевого диапазона частот [1, 2]. В основе работы данных приборов лежит явление возникновения автоколебаний намагниченности ферромагнетика под действием поляризованного по спину электрического тока [3, 4]. Из-за эффекта магнитосопротивления колебания намагниченности приводят к колебаниям напряжения на спиновом вентиле. В первых СТНО индуцированные током возбуждения представляли собой квазиоднородную прецессию магнитного момента в металлических многослойных структурах с гигантским магнитосопротивлением [5, 6]. Однако такие СТНО генерировали малую микроволновую мощность.

В настоящее время основные исследования в данной области направлены как на увеличение генерируемой мощности отдельного СТНО, так и на

решение проблемы синхронизации большого числа СТНО с целью увеличения суммарной генерируемой мощности. Существенный прогресс был достигнут с переходом к СТНО на основе магнитных туннельных контактов (МТК) с туннельным барьером MgO [7–9]. Данные СТНО обеспечивают гораздо большую мощность из-за высоких значений туннельного магнитосопротивления. В работе [10] авторы предложили СТНО на основе низкочастотных колебаний магнитного вихря в металлических многослойных нанодисках. В этих структурах модуляция электрического тока через туннельный контакт осуществляется за счет вращающегося магнитного момента, индуцированного в магнитном вихре при круговом (гиротропном) движении кора вихря вокруг положения равновесия. Частота гиротропных колебаний вихря лежит в мегагерцевом диапазоне частот [11]. Использование вихревого наноосциллятора на основе МТК с барьером MgO позволяет реализовать достаточно большие микроволновые мощности (на уровне $10^{-7} - 10^{-5}$ Вт) [11–13].

Отметим, что существенным фактором, влияющим на работу наноосцилляторов на основе МТК, является разброс их парциальных частот, обусловленный различием токов накачки. Это различие возникает как результат различия туннельных со-

* E-mail: tatarsky@ipmras.ru

противлений контактов. Для синхронизации СТНО используются магнитостатическое [14–16] и обменное [17–20] взаимодействия между осцилляторами, обмен спиновыми волнами [21], а также внешние электрические цепи и волноводы [22–27]. Хорошо известно [28, 29], что частотная синхронизация двух осцилляторов возможна в том случае, если их взаимодействие превышает некоторое критическое значение, зависящее от разности парциальных частот. При этом разность фаз синхронизованных по частоте колебаний тем больше, чем ближе взаимодействие к критическому значению. Ситуация усложняется при попытке сфазировать большое количество автоосцилляторов. Как показано в работе [30], дисперсия разности фаз в системе из N осцилляторов возрастает примерно как N^{4-D} , где D — размерность системы. Таким образом, в одномерной цепочке наноосцилляторов ($D = 1$) дисперсия нарастает по кубическому закону, что может приводить к уменьшению средней генерируемой мощности с увеличением числа генераторов [31].

Увеличения энергии взаимодействия вихревых спин-трансферных наноосцилляторов (ВСТНО) можно добиться путем уменьшения расстояния между ферромагнитными дисками. Если диски не перекрываются, то взаимодействие между вихрями имеет исключительно магнитостатическую природу [29]. При перекрытии дисков между вихрями включается обменное взаимодействие и их взаимодействие значительно возрастает. В работе [32] рассмотрена задача о динамике вихрей в эллиптической частице, находящейся в двухвихревом состоянии. В работе [33] исследована динамика вихрей в системе перекрывающихся магнитных дисков. В нашей работе исследуются возможности фазовой синхронизации движения магнитных вихрей в ферромагнитных дисках, которые ранее не рассматривались.

2. МАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ПЕРЕКРЫВАЮЩИХСЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ДИСКАХ

Моделирование равновесных распределений и колебаний намагниченности проводилось посредством численного интегрирования уравнения Ландау–Лифшица–Гилберта–Слончевского для магнитного момента с учетом переноса спина

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\frac{|\gamma|}{1+\alpha^2} [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}] + \mathbf{T}_D + \mathbf{T}_S, \quad (1)$$

где \mathbf{m} — единичный вектор в направлении намагниченности, γ — гиромагнитное отношение, α — без-

размерный параметр, характеризующий процесс затухания. Эффективное магнитное поле \mathbf{H}_{eff} выражается следующим образом:

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_{ms} + \mathbf{H}_{cur}, \quad (2)$$

где \mathbf{H}_{ex} — обменное поле, \mathbf{H}_{ms} — дипольное магнитостатическое поле, \mathbf{H}_{cur} — поле спинполяризованного тока. Слагаемое, описывающее затухание прецессии, имеет вид

$$\mathbf{T}_D = -|\gamma| \frac{\alpha}{1+\alpha^2} [\mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}]]. \quad (3)$$

Член, описывающий эффект переноса спина (spintorque), записывается в форме [3, 34]

$$\mathbf{T}_S = \beta \frac{\epsilon}{1+\alpha^2} [\mathbf{m} \times [\mathbf{m}_P \times \mathbf{m}]] + \beta \frac{\alpha\epsilon}{1+\alpha^2} [\mathbf{m} \times \mathbf{m}_P], \quad (4)$$

где $\beta = j_z \hbar / eh M_{sat}$, j_z — плотность тока вдоль оси, перпендикулярной поверхности дисков, \hbar — постоянная Планка, M_{sat} — магнитный момент насыщения, e — заряд электрона, h — толщина слоя инжектора. Параметр ϵ определяется по формуле

$$\epsilon = \frac{P\Lambda^2}{(\Lambda^2 + 1) + (\Lambda^2 - 1)(\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}_P)}, \quad (5)$$

где P — степень поляризации носителей заряда, и параметр Λ связан с кондактансом туннельного барьера [34]. Для решения уравнения (1) использовался симулятор MuMax3 [35]. В качестве базового элемента для моделирования был выбран круглый пермаллоевый диск радиусом $r = 250$ нм и толщиной $t = 20$ нм. В расчетах использовались следующие материальные параметры: магнитный момент насыщения $M_{sat} = 800$ кА/м, константа обменного взаимодействия $J_{ex} = 1.3 \cdot 10^{-11}$ Дж/м, параметр затухания $\alpha = 0.01$, константа анизотропии $K = 0$, $P = 0.2$ и $\Lambda = 1$. При моделировании использовалась сетка $256 \times 128 \times 1$ (для перекрывающихся дисков) или $384 \times 128 \times 1$ (для дисков без перекрытия) с размерами элементарной ячейки $4 \times 4 \times 20$ нм³, размер которой меньше обменной длины $l_{ex} \approx 5.7$ нм [36]. Высота ячейки равнялась толщине диска [37].

В ферромагнитном диске данных размеров реализуется вихревое распределение намагниченности (рис. 1а, б). В центральной части магнитного вихря (кор вихря) намагниченность направлена перпендикулярно плоскости диска (либо в положительном, либо в отрицательном направлении по отношению к внешней нормали), а в периферической части (оболочка вихря) намагниченность лежит в плоскости диска и имеет разную завихренность (либо по часовой стрелке, либо против часовой стрелки).

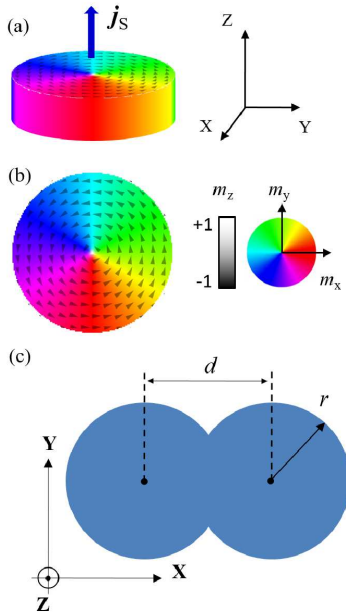


Рис. 1. *a*) Схематическое изображение ферромагнитного диска с вихревым распределением намагниченности, j_s — спин-поляризованный ток. *b*) Вид сверху на вихревое распределение в диске. *c*) Схематическое изображение двух перекрывающихся дисков

В системе, состоящей из двух дисков, расстояние между дисками удобно характеризовать параметром перекрытия

$$\nu = \frac{2r - d}{2r} 100\%, \quad (6)$$

где d — расстояние между центрами дисков (рис. 1*c*). При большом расстоянии ($\nu < 0$) между магнитными вихрями существует только магнитостатическое взаимодействие. Если диски перекрываются ($\nu > 0$), существует вклад, связанный с прямым обменным взаимодействием.

В системе перекрывающихся дисков реализуются различные вихревые конфигурации в зависимости от степени перекрытия ν (рис. 2). При малом пе-

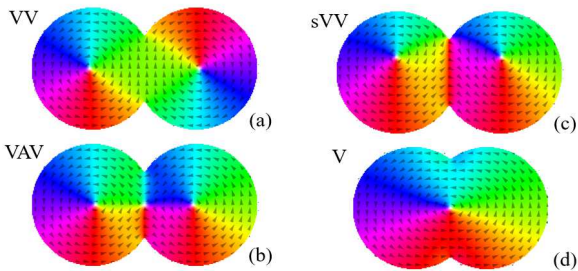


Рис. 2. Распределение намагниченности в перекрывающихся дисках: *a* — двухвихревое состояние с противоположной завихренностью каждого из вихрей, VV; *b* — двухвихревое состояние с одинаковой завихренностью вихрей, разделенных антивихрем, VAV; *c* — сдвинутое двухвихревое состояние, sVV; *d* — одновихревое состояние, V

рекрытия могут реализовываться следующие двухвихревые состояния: двухвихревое состояние с противоположной завихренностью каждого из вихрей VV (рис. 2*a*), двухвихревое состояние с одинаковой завихренностью вихрей, разделенных антивихрем, VAV (рис. 2*b*), сдвинутое из центров дисков двухвихревое состояние, sVV (рис. 2*c*). При больших перекрытиях система переходит в одновихревое состояние, обозначенное как состояние V (рис. 2*d*).

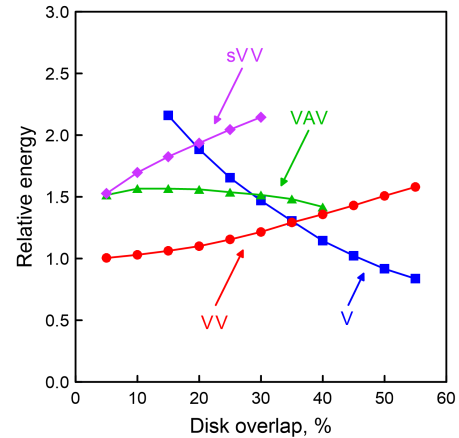


Рис. 3. Зависимости полной магнитной энергии для разных состояний от перекрытия дисков. Все энергии нормированы на двойную энергию вихря в одиночном диске

На рис. 3 представлены зависимости энергии системы в различных магнитных конфигурациях от степени перекрытия дисков. Энергия нормирована на удвоенную энергию изолированного магнитного вихря. Как видно на рисунке, при малых перекрытиях в системе реализуются двухвихревые состояния, а при перекрытии, превышающем 30%–35%, одновихревое состояние становится основным состоянием системы.

3. АВТОКОЛЕБАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ВИХРЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ТОКА

3.1. Гиротропные автоколебания одиночного вихря

Прежде всего, мы исследовали автоколебания вихревого распределения намагниченности в отдельном диске под действием спин-поляризованного электрического тока, протекающего перпендикулярно плоскости диска (рис. 1*a*). Низкочастотная мода колебаний представляет собой гиротропное движение кора вихря вокруг центра диска. Данное возбуждение реализуется только в том случае, если направление тока и полярность кора вихря сов-

падают (вне зависимости от направления завихренности оболочки вихря). Стационарные автоколебания устанавливаются при достижении условия $|\mathbf{T}_S| = |\mathbf{T}_D|$. Амплитуда и частота гирации увеличиваются с увеличением плотности тока накачки. При некотором критическом токе происходит резкое изменение направления поляризации кора вихря и осцилляции затухают [38, 39]. По результатам моделирования установлено, что для выбранных параметров диска пороговый ток начала автоколебаний составляет $j_{Start} = 1.067 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$, а критический ток прекращения гирации равен $j_{Stop} = 1.628 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$. Магнитное поле тока накачки по-разному влияет на колебания магнитного вихря, увеличивая или уменьшая частоту гирации в зависимости от направления завихренности оболочки. Обычно для оценки этого поля используется модель бесконечного проводника с током [40]. Однако для рассматриваемых нами дисков длина канала тока составляет $l \sim 25 \text{ нм}$, что при плотности тока 10^{11} A/m^2 и радиусе диска $r \sim 250 \text{ нм}$ дает оценку поля на краю диска 15 Э . Такое поле слабо влияет на динамику магнитного вихря и в дальнейшем не учитывалось.

3.2. Гиротропные автоколебания вихрей с различной завихренностью

В системе двух дисков параметры j_{Start} и j_{Stop} зависят от параметра ν вследствие взаимодействия между вихрями. Зависимости критических токов j_{Start} и j_{Stop} от величины перекрытия для случая, когда завихренности оболочек вихрей имеют противоположные направления, представлены на рис. 4а. Наблюдается убывание этих величин с уменьшением расстояния между центрами дисков. Энергия

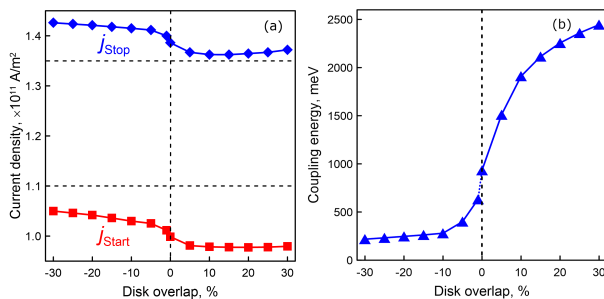


Рис. 4. а) Зависимости критических токов j_{Start} (квадраты) и j_{Stop} (ромбы) от величины перекрытия дисков (VV-состояние). Горизонтальные линии обозначают границы области токов, в которой далее исследовалась дефазировка гирации вихрей. б) Зависимость энергии взаимодействия для VV-состояния от перекрытия. Плотность тока накачки $j_0 = 1.225 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$

взаимодействия вихрей также зависит от расстояния между центрами дисков (она определялась как разность между энергией колебаний в двух дисках и удвоенной энергией колебаний намагниченности в изолированном диске [18]). При положительном перекрытии дисков ($\nu > 0$) между вихрями возникает дополнительное обменное взаимодействие и полная энергия взаимодействия резко увеличивается (рис. 4б).

В конфигурации VV с положительной полярностью кóров гирация вихрей происходит вокруг состояний равновесия вблизи центров дисков против часовой стрелки. Фазы вращения кóров сдвинуты на 180 градусов, в то время как средние магнитные моменты, возникающие в плоскости дисков, вращаются синфазно (рис. 5) [41].

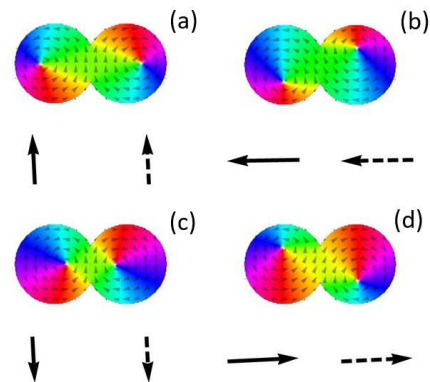


Рис. 5. Последовательные моментальные снимки состояний VV при возбуждении автоколебаний и соответствующие наведённые магнитные моменты

Для анализа фазовых характеристик гирации вихрей мы исследовали установившиеся гиротропные колебания при изменении величины разности токов накачки и при различных расстояниях между дисками. С этой целью к каждому из дисков прикладывались небольшие (1 Э) ортогональные магнитные поля, направленные вдоль осей x и y , которые вызывали смещение вихрей и обеспечивали начальную разность фаз гирации близкую 90 градусам. Затем включался ток накачки и поля выключались. После установления стационарного режима определялась стационарная разность фаз гирации вихрей. Осциллирующий средний магнитный момент в каждом диске описывался комплексной величиной

$$m_n = m_{nx} + im_{ny}, \tag{7}$$

где m_n — индуцированный магнитный момент в первом и втором диске ($n = 1, 2$). Разность фаз осцилляций в дисках определялась по формуле

$$\Delta\varphi_{1,2} = \arg(m_1) - \arg(m_2). \tag{8}$$

Если токи накачки, протекающие в каждом из дисков, равны ($j_1 = j_2$), то разность фаз равна нулю и индуцированные магнитные моменты вращаются синхронно. Если же $j_1 \neq j_2$, то появляется разность фаз, зависящая как от разности токов в дисках, так и от их взаимного расположения.

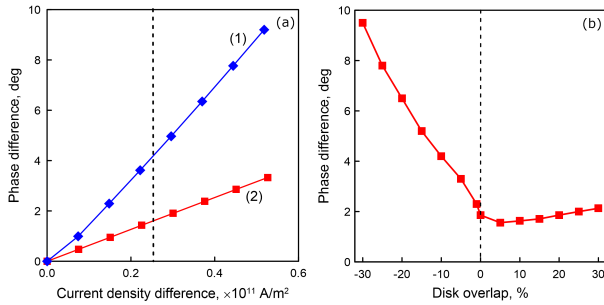


Рис. 6. *a)* Зависимости разности фаз от разности токов накачки для состояния VV. Зависимость 1 для $\nu = -10\%$; 2 для $\nu = +10\%$. Вертикальная пунктирная линия соответствует разности токов, обозначенных пунктирными линиями на рис. 4*a*. *b)* Зависимость разности фаз от перекрытия дисков для состояния VV. Разность токов накачки $\Delta j = 0.25 \cdot 10^{11}$ A/m²

При моделировании плотность тока в каждом из дисков изменялась относительно среднего значения

$$j_{1,2} = j_0 \pm \Delta j, \quad (9)$$

где j_0 — средняя плотность тока, протекающего через диски (при моделировании она выбиралась равной $j_0 = 1.225 \cdot 10^{11}$ A/m²). На рис. 6*a* представлены зависимости разности фаз $\Delta\varphi$ от разности токов Δj при различных перекрытиях дисков. Как видно на рисунке, эти зависимости близки к линейным. Отметим, что даже при выходе значений токов накачки из области генерации $j_1 < j_{Start}$ и $j_2 > j_{Stop}$ автоколебания продолжают продолжаться. Как показало моделирование, для генерации автоколебаний достаточно выполнения следующего условия для среднего значения плотности тока $j_{Start} < j_0 < j_{Stop}$. На рис. 6*b* показана зависимость разности фаз от расстояния между дисками при фиксированной разности токов накачки $\Delta j = 0.25 \cdot 10^{11}$ A/m². При этом токи в каждом диске находились вблизи края области генерации $j_1 = 1.10 \cdot 10^{11}$ A/m² и $j_2 = 1.35 \cdot 10^{11}$ A/m² (помечены горизонтальными пунктирными линиями на рис. 4*a*). На рисунке видно, что разность фаз монотонно убывает от значения $\Delta\varphi = 9.5^\circ$, при относительно большом расстоянии между дисками ($\nu = -30\%$) до минимального значения 1.9° для перекрывающихся дисков. Таким образом, увеличение энергии связи, как и ожидалось, приводит к улучшению условий синхронизации гирации вихрей.

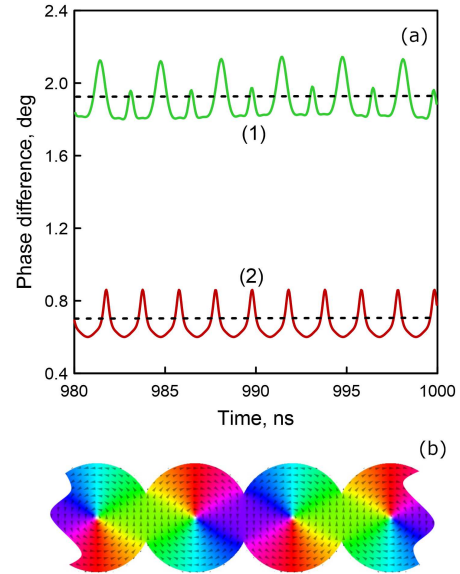


Рис. 7. *a)* Осциллограммы разности фаз гирации вихрей для состояния VV. Перекрытие $\nu = +10\%$, разность токов накачки $\Delta j = 0.25 \cdot 10^{11}$ A/m². Осциллограмма 1 для осцилляций разности фаз в двойном диске, осциллограмма 2 для бесконечной цепочки дисков. *b)* Фрагмент цепочки вихрей с переменным направлением завихренности

Однако даже при сильной связи между дисками наблюдаются достаточно большие пульсации разности фаз, обусловленные неизохронным вращением кóров вихрей, связанным с асимметричной формой двойного диска. На рис. 7*a* представлена осциллограмма разности фаз (кривая 1) для перекрытия $\nu = +10\%$ и разности токов $\Delta j = 0.25 \cdot 10^{11}$ A/m². При данных параметрах среднее значение разности фаз составляет 1.9° . Амплитуда колебаний разности фаз составляет 0.3° . Влияние фактора асимметрии системы можно снизить, объединяя диски в одномерную цепочку (рис. 7*b*). Осциллограмма колебаний разности фаз для цепочки дисков приведена на рис. 7*a* (кривая 2). Как видно, при тех же значениях Δj и ν в цепочке средняя разность фаз и амплитуда пульсаций уменьшаются и составляют соответственно 0.9° и 0.2° .

3.3. Гиротропные колебания вихрей с одинаковой завихренностью

Автоколебания вихрей с одинаковой завихренностью при $\nu < 0$ происходят синфазно, при этом ко́ры вращаются против часовой стрелки. Когда диски перекрываются ($\nu > 0$), между вихрями формируется антивихрь и реализуется состояние VAV. В этом случае мода колебаний представляет собой сфазированное движение кóров вихрей против часовой и

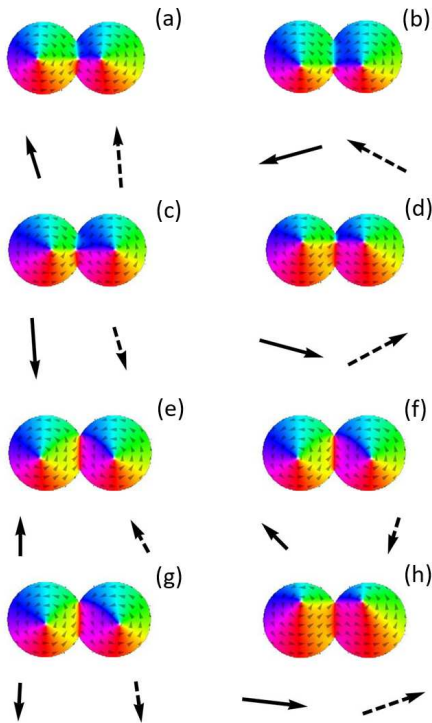


Рис. 8. Последовательные моментальные снимки состояний VAV (a-d) и sVV (e-h) при возбуждении автоколебаний и соответствующие наведённые магнитные моменты

кора антивихря по часовой стрелке (рис. 8a-d). Антивихрь представляет собой метастабильное состояние, которое разрушается относительно малыми токами накачки. После “выхода” антивихря за пределы дисков формируется состояние sVV, в котором вихри сдвинуты из центров дисков (рис. 8e-h).

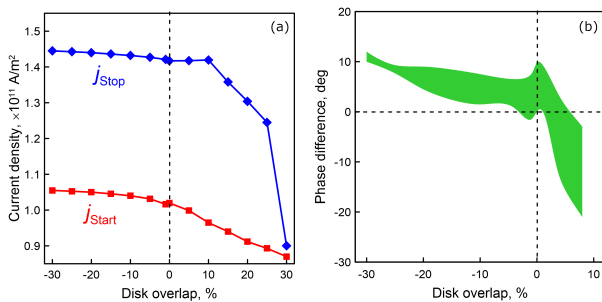


Рис. 9. a) Зависимости критических токов j_{Start} (квадраты) и j_{Stop} (ромбы) от перекрытия дисков для вихрей с одинаковой завихренностью. Состояние sVV. b) Зависимость разности фаз от перекрытия дисков. Разность токов накачки $\Delta j = 0.25 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$

На рис. 9a показана зависимость критических токов j_{Start} и j_{Stop} для системы двух вихрей с одинаковой завихренностью от расстояния между дисками. В этом случае наблюдается более сильная зависи-

мость от перекрытия в области $\nu > 0$, чем для вихрей с разной завихренностью. Кроме того, наблюдается очень сильная зависимость разности фаз колебаний вихрей от расстояния между дисками. На рис. 9b приведена зависимость разности фаз $\Delta\varphi$ от перекрытия дисков ν при разности токов накачки $\Delta j = 0.25 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$. Толщина линии на рисунке показывает амплитуду пульсаций $\Delta\varphi$. На рисунке видно, что при перекрытии дисков разность фаз меняет знак и продолжает нарастать.

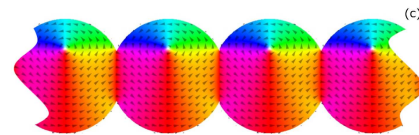
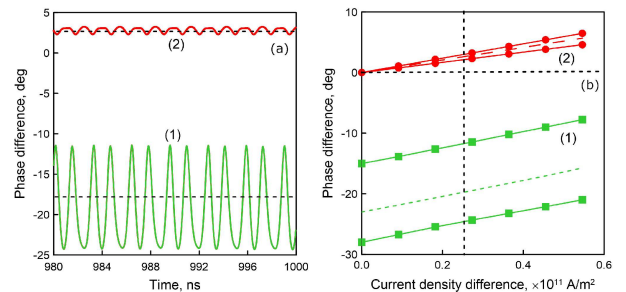


Рис. 10. a) Осциллограммы разности фаз гирации вихрей для состояния sVV. Перекрытие $\nu = +10\%$, разность токов накачки $\Delta j = 0.25 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$. Осциллограмма 1 для осцилляций разности фаз в двойном диске, осциллограмма 2 для бесконечной цепочки дисков. b) Зависимости фаз от разности токов накачки для вихрей с одинаковой завихренностью. Параметр перекрытия $\nu = +10\%$. На кривых 1 сплошные линии (квадраты) показывают зависимость максимума и минимума разности фаз $\Delta\varphi$, пунктиром показана зависимость среднего значения $\Delta\varphi$. На кривых 2 сплошные линии (круги) показывают зависимость максимума и минимума разности фаз $\Delta\varphi$ для цепочки дисков, пунктиром показана зависимость среднего значения $\Delta\varphi$. Вертикальная пунктирная линия соответствует разности токов $\Delta j = 0.25 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$. c) Фрагмент цепочки вихрей с одинаковым направлением завихренности

На рис. 10a представлена осциллограмма (кривая 1) разности фаз колебаний вихрей в состоянии sVV в двойном диске для перекрытия $\nu = +10\%$ и разности токов накачки $\Delta j = 0.25 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$. Среднее значение разности фаз составляет 17.5° . Амплитуда пульсации разности фаз составляет 13° . Отметим, что амплитуда пульсаций разности фаз практически не зависит от разности токов накачки (рис. 10b, кривые 1) и равна 13° даже при одинаковых токах. Объединение дисков в одномерную

цепочку (рис. 10с) также приводит к значительному уменьшению среднего значения и амплитуды пульсаций разности фаз. Осциллограмма колебаний разности фаз для цепочки дисков приведена на рис. 10а (кривая 2). Как видно, при тех же значениях Δj и ν в цепочке средняя разность фаз и амплитуда пульсаций уменьшаются и составляют соответственно 2.5° и 1° . Зависимость этих величин от разности токов накачки линейная (рис. 10b, кривые 2).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, методом микромагнитного моделирования исследованы гиротропные автоколебания магнитных вихрей во взаимодействующих ферромагнитных дисках.

Показано, что пространственно-временная структура коллективной гиротропной моды автоколебаний в двойных дисках зависит от взаимной ориентации вихревых оболочек. Когда вихри имеют разную завихренность (VV), вращение кóров с положительной полярностью происходит против часовой стрелки со сдвигом фаз на 180 градусов. В случае же, когда завихренности одинаковы (sVV), вращение кóров также происходит против часовой стрелки, но синфазно. Тем не менее, только в состоянии VV индуцированные в вихревых оболочках магнитные моменты вращаются синфазно, поэтому именно это состояние является перспективным для использования в фазовой синхронизации ВСТНО. Отметим, что направлением завихренности оболочек вихрей можно управлять, изменяя форму ферромагнитного диска [42].

Особое внимание уделено фазовым характеристикам гирации вихрей при различных значениях возбуждающего спин-поляризованного тока. Даже небольшая разница токов накачки в соседних дисках приводит к расфазировке вращения индуцированных магнитных моментов. Данный эффект обусловлен разностью скоростей вращения кóров вследствие разности токов накачки. Условия для фазовой синхронизации в системе VV значительно лучше, чем в системе sVV, поскольку автоколебания вихрей с одинаковой завихренностью демонстрируют значительную разность фаз и амплитуду ее пульсаций даже при нулевой разности возбуждающих токов.

Важной особенностью гиротропных колебаний намагниченности двух перекрывающихся дисков является неизохронность вращения вихрей, связанная с асимметрией формы системы. Это приводит к до-

полнительной расфазировке гирации вихрей и пульсациям разности фаз. Как показало моделирование, влияние этого нежелательного фактора может быть значительно снижено посредством объединения дисков в одномерную цепочку. Такое объединение уменьшает как степень расфазировки, так и амплитуду пульсаций разности фаз. Также важным результатом является наблюдаемая сильная зависимость разности фаз гиротропного движения вихрей от степени перекрытия дисков. Показано, что обменная связь значительно уменьшает разность фаз гирации. Так, например, при разности токов накачки $\Delta j = 0.25 \cdot 10^{11}$ А/м² эта разность для состояний VV составляет $\Delta\varphi_{+10} = 1.63^\circ$ для перекрытия $\nu = +10\%$ и $\Delta\varphi_{-10} = 4.20^\circ$ для $\nu = -10\%$. Это является важным фактором, поскольку при объединении N дисков в одномерную цепочку даже небольшая разность фаз приводит к значительной потере генерируемой мощности вследствие кубической зависимости дисперсии фазы осцилляторов от их числа. Для сравнения приведем оценку выигрыша мощности при снижении разности фаз с $\Delta\varphi_{+10}$ до $\Delta\varphi_{-10}$ на основе модели Курамото [30]. Отношение генерируемой мощности для перекрытий $\pm 10\%$ составляет

$$\frac{P_{-10}}{P_{+10}} \approx \exp \left\{ - (\Delta\varphi_{-10}^2 - \Delta\varphi_{+10}^2) N^3 \right\}. \quad (10)$$

Например, для $N = 10$ это отношение равно 100 . Таким образом, можно ожидать, что перекрытие дисков приведет к улучшению фазовой синхронизации цепочек ВСТНО и возрастанию генерируемой мощности.

Благодарности. Авторы благодарят Е. А. Караштина, Е. В. Скороходова и Р. В. Горева за полезные обсуждения.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00271).

ЛИТЕРАТУРА

1. Z. Zeng, G. Finocchio, and H. Jiang, *Nanoscale* **5**, 2219 (2013).
2. T. Chen, R. Dumas, A. Eklund, P. Muduli, A. Houshang, A. Awad, P. Durrenfeld, B. Malm, A. Rusu, and J. Akerman, *Proc. IEEE* **104**, 7505988 (2016).
3. J. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).

4. L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
5. S. Kiselev, J. Sankey, I. Krivorotov, N. Emley, R. Schoelkopf, R. Buhrman, and D. Ralph, *Nature* **425**, 380 (2003).
6. W. Rippard, M. Pufall, S. Kaka, S. Russek, and T. Silva, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 272011 (2004).
7. A. Deac, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, Y. Suzuki, S. Yuasa, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, D. Djayaprawira, and N. Watanabe, *Nature Phys.* **4**, 803, (2008).
8. A. Nazarov, H. Olson, H. Cho, K. Nikolaev, Z. Gao, Stokes, S., and B. Pant, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 162504 (2006).
9. D. Houssameddine, S. Florez, J. Katine, J. Michel, U. Ebels, D. Mauri, O. Ozatay, B. Delaet, B. Viala, L. Folks, B. Terris, and M. Cyrille, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 022505 (2008).
10. V. Pribiag, I. Krivorotov, G. Fuchs, P. Braganca, O. Ozatay, J. Sankey, D. Ralph, and R. Buhrman, *Nature Phys.* **3**, 498 (2007).
11. R. Lehndorff, D. Burgler, S. Gliga, R. Hertel, P. Grunberg, C. Schneider, and Z. Celinski, *Phys. Rev. B* **80**, 054412 (2009).
12. A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A. Khvalkovskiy, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K. Zvezdin, K. Ando, and A. Fert, *Nature Commun.* **1**, 8 (2010).
13. S. Tsunegi, K. Yakushiji, A. Fukushima, S. Yuasa, and H. Kubota, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 252402 (2016).
14. F. Mancoff, N. Rizzo, B. Engel, and S. Tehrani, *Nature* **437**, 393 (2005).
15. Abreu F. Araujo, A. Belanovsky, P. Skirdkov, K. Zvezdin, A. Zvezdin, N. Locatelli, R. Lebrun, J. Grollier, V. Cros, De G. Loubens, and O. Klein, *Phys. Rev. B* **92**, 045419 (2015).
16. N. Locatelli, A. Hamadeh, Abreu F. Araujo, A. Belanovsky, P. Skirdkov, R. Lebrun, V. Naletov, K. Zvezdin, M. Munoz, J. Grollier, O. Klein, V. Cros, and G. De Loubens, *Sci. Rep.* **5**, 17039 (2015).
17. S. Kaka, M. Pufall, W. Rippard, T. Silva, S. Russek, and J. Katine, *Nature* **437**, 389 (2005).
18. S. Erokhin and D. Berkov, *Phys. Rev. B* **89**, 144421 (2014).
19. A. Ruotolo, V. Cros, B. Georges, A. Dussaux, J. Grollier, C. Deranlot, R. Guillemet, K. Bouzehouane, S. Fusil, and A. Fert, *Nature Nanotech.* **4**, 528 (2009).
20. Q. Zhu, Q. Zheng, X. Liu, J. Wang, and Q. Liu, *J. Appl. Phys.* **117**, 173907 (2015).
21. T. Kendziorczyk, S. Demokritov and T. Kuhn, *Phys. Rev. B* **90**, 054414 (2014).
22. M. Kreissig, R. Lebrun, F. Protze, K. Merazzo-Jaimes, J. Hem, L. Vila, R. Ferreira, M. Cyrille, F. Ellinger, V. Cros, U. Ebels, and P. Bortolotti, *AIP Adv.* **7**, 056653 (2017).
23. Y. Li, X. De Milly, Abreu F. Araujo, O. Klein, V. Cros, J. Grollier, and G. De Loubens, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 247202 (2017).
24. S. Tsunegi, T. Taniguchi, R. Lebrun, K. Yakushiji, V. Cros, J. Grollier, A. Fukushima, S. Yuasa, and H. Kubota, *Sci. Rep.* **8**, 13475 (2018).
25. M. Riou, J. Torrejon, B. Garitain, F. Abreu Araujo, P. Bortolotti, V. Cros, S. Tsunegi, K. Yakushiji, A. Fukushima, H. Kubota, S. Yuasa, D. Querlioz, M. Stiles, and J. Grollier, *Phys. Rev. Appl.* **12**, 024049 (2019).
26. H. Singh, A. Bose, S. Bhuktare, A. Fukushima, K. Yakushiji, S. Yuasa, H. Kubota, and A. Tulapurkar, *Phys. Rev. Appl.* **10**, 024001 (2018).
27. H. Singh, S. Bhuktare, A. Bose, A. Fukushima, K. Yakushiji, S. Yuasa, H. Kubota, and A. Tulapurkar, *Phys. Rev. Appl.* **11**, 054028 (2019).
28. A. Slavin and V. Tiberkevich, *IEEE Trans. Magn.* **45**, 1875 (2009).
29. A. Belanovsky, N. Locatelli, P. Skirdkov, F. Araujo, J. Grollier, K. Zvezdin, V. Cros, and A. Zvezdin, *Phys. Rev. B* **85**, 100409 (2012).
30. H. Hong, H. Park, and M. Choi, *Phys. Rev. E* **72**, 036217 (2005).
31. V. Flovik, F. Maclá, and E. Wahlstrom, *Sci. Rep.* **6** 32528 (2016).
32. H. Hata, M. Goto, A. Yamaguchi, T. Sato, Y. Nakatani, and Y. Nozaki, *Phys. Rev. B* **90**, 104418 (2014).
33. S. Jain, H. Schultheiss, O. Heinonen, F. Fradin, J. Pearson, S. Bader, and V. Novosad, *Phys. Rev. B* **86**, 214418 (2012).
34. J. Xiao, A. Zangwill, and M. Stiles, *Phys. Rev. B* **70**, 172405 (2004).
35. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. Van Waeyenberge, *AIP Adv.* **4**, 107133 (2014).
36. G. Abo, Y. Hong, J. Park, J. Lee, W. Lee, and B. Choi, *IEEE Trans. Magn.* **49**, 4937 (2013).

- 37.** M. Noske, H. Stoll, M. Fahnle, A. Gangwar, G. Woltersdorf, A. Slavin, M. Weigand, G. Dieterle, J. Forster, C. Back, and G. Schutz, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 037208 (2016).
- 38.** D. Sheka, Y. Gaididei, and F. Mertens, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 082509 (2007).
- 39.** K. Guslienko, K. Lee, and S. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 027203 (2008).
- 40.** Y. Choi, S. Kim, K. Lee, and Y. Yu, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 182508 (2008).
- 41.** V. L. Mironov, D. A. Tatarskiy, A. D. Efimov, and A. A. Fraerman, *IEEE Trans. Magn.* **57**, 4300906 (2021).
- 42.** M. Schneider, H. Hoffmann, and J. Zweck, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3113 (2001).