

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.611.3

СПИНОВЫЕ ТОКИ И НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ВИХРЕВЫХ СПИН-ТРАНСФЕРНЫХ НАНООСЦИЛЛЯТОРОВ

© 2022 г. К. А. Звездин^а, *, Е. Г. Екомасов^{б, в}

^аИнститут общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

^бБашкирский государственный университет, Уфа, Россия

^вТюменский государственный университет, Тюмень, Россия

*e-mail: zvezdin.ka@phystech.edu

Поступила в редакцию 14.05.2021 г.

После доработки 08.06.2021 г.

Принята к публикации 26.11.2021 г.

Вихревые спин-трансферные наноосцилляторы (СТНО), представляют собой многослойные спин-вентильные магнитные наностолбики, в которых магнитные слои (один или оба) содержат магнитный вихрь, динамика которого и обеспечивает микроволновую радиацию. В вихревых СТНО удалось достичь высокой мощности микроволнового сигнала (порядка 1 мкВт) и сравнительно узкой ширины линии (несколько сотен кГц). Для дальнейшего увеличения мощности и улучшения спектральных характеристик вихревых СТНО исследуется коллективная динамика и условия синхронизации в ансамблях таких наноструктур. Предметом настоящей обзорной статьи являются последние достижения в области физики и технологии вихревых СТНО.

Ключевые слова: спинтроника, спин-трансферные наноосцилляторы, магнитные вихри

DOI: 10.31857/S0015323022030147

1. ВВЕДЕНИЕ

До недавнего времени считалось, что основным способом управления магнитной структурой спинтронных устройств является действие магнитного поля. Однако сравнительно недавно было показано [1, 2], а затем экспериментально подтверждено [3–5], что в магнитных наноструктурах между током и намагниченностью может возникнуть прямое (контактное) взаимодействие, которое также способно привести к процессам перемангничивания и более сложной динамике спинов в магнитных материалах. Этот эффект обусловлен переносом спинового момента и имеет квантовую природу (подробнее см. [6]). Интерес к спиновому транспорту стимулируется успехами и проблемами в области создания элементов оперативной магнитной памяти STT-MRAM [7, 8], магнитных логических элементов [9], спинтронных мемристоров [10] и новых методов генерации электромагнитных колебаний [11]. Важным экспериментальным подтверждением эффекта переноса спина является возбуждение осцилляций намагниченности в трехслойной спин-вентильной наноструктуре. Этот режим, как правило, осуществляется при приложении к системе магнитного поля. В этом случае совместное действие поля и тока приводит к возбуждению осцилляций магнитного момента свободного слоя с большой

амплитудой (например, к вращению магнитного момента в плоскости пленки) [12–14]. Индуцированное поляризованным током возбуждение магнитной структуры происходит при плотностях тока порядка 10^6 – 10^7 А/см². При этом угол между векторами намагниченности двух магнитных слоев периодически изменяется во время прецессии, поэтому сопротивление трехслойной структуры осциллирует во времени, что вызывает колебания тока и напряжения во внешней цепи, с частотой от сотен мегагерц до десятков гигагерц. Следует отметить, что рассмотренная выше трехслойная модель годится лишь для качественного описания спинтронных элементов. В реальных устройствах используют многослойные структуры, в которых слой-поляризатор представляет собой синтетический антиферромагнетик, свободный слой также может состоять из нескольких подслоев различных ферромагнитных материалов.

Системы, в которых таким образом возбуждается прецессия намагниченности, называются спин-трансферными наноосцилляторами (СТНО). В англоязычной литературе обычно используют термин Spin Torque Nano Oscillators (SNTO). Частота осцилляций в подобных трехслойных системах зависит от приложенных поля и тока, что означает возможность управлять частотой в довольно широких пределах. Кроме того, такой осциллятор

при определенных условиях может иметь достаточно узкую ширину линии, поэтому эти устройства вызывают большой интерес с точки зрения приложений в телекоммуникациях, где существует большая потребность в технологии эффективных, интегрируемых и перестраиваемых по частоте осцилляторов.

Известны два основных типа СТНО: однородные и вихревые. Для первых предполагается, что магнитная структура всех слоев наноосциллятора в исходном состоянии является однородной (точнее, квазиоднородной; некоторые отклонения от однородности за счет магнитостатического взаимодействия допускаются). Такие наноосцилляторы работают в области частот 1–30 ГГц, могут развивать мощность до 1 мкВт; однако у них остается ряд проблем, главная из которых – недостаточно узкая ширина линии.

Вихревые наноосцилляторы характеризуются тем, что их магнитные слои (один или оба) содержат магнитный вихрь, динамика которого и обеспечивает микроволновую радиацию. Вихревые наноосцилляторы обладают мощностью порядка 1 мкВт, узкой шириной линии (менее 1 МГц) и обычно меньшей частотой излучения, чем однородные СТНО. Именно они являются предметом настоящей статьи.

Следует отметить, что практический интерес к вихревым спинтронным структурам не ограничивается СТНО генераторами СВЧ. В недавних работах продемонстрировано, что вихревая конфигурация в магнитном туннельном контакте открывает возможность разработки сверхчувствительных детекторов микроволнового излучения [15, 16]. Отметим также разработку вихревой многобитовой оперативной памяти, где информация хранится в форме топологических состояний вихря [17, 18]. Также вихревые спинтронные структуры и их ансамбли активно исследуют в контексте нейроморфных устройств, реализующих резервуарные вычисления [19].

В последние годы интенсивно изучают новые, все более сложные по структуре магнитные неоднородности – скирмионы, бобберы, хопфионы (см., напр., [20–23]). Но для зарождения таких сложных магнитных неоднородностей часто требуются магнитные материалы определенной геометрии и типа. Магнитный вихрь – одна из простейших топологически нетривиальных текстур в конденсированных магнитных средах. Их фундаментальное преимущество перед другими сложными топологическими магнитными неоднородностями в том, что они являются основным состоянием магнитных наноэлементов (точек) различной формы: цилиндрической, квадратной, треугольной и т.д. [24–26]. Микромагнитную структуру вихря и вихревого ядра неоднократно наблюдали экспериментально [27–29]. Также экспериментально была

сделана прямая визуализация с помощью рентгеновской фотоэмиссионной электронной микроскопии динамики магнитных вихрей, заключенных в круглые точки микронного размера из пермаллоя толщиной 30 нм [30].

2. МАГНИТНЫЕ ВИХРИ В МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ МАГНИТАХ. ОБЩИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ

Магнитная структура вихря, находящегося в условиях равновесия в центре нанодиска, качественно выглядит следующим образом: поле намагниченности лежит в плоскости и закручивается вокруг центра вихря; в его малой окрестности намагниченность выходит из плоскости и ориентируется перпендикулярно ей в центре диска. Усов и др. в работе [33], используя вариационную модель, показали, что характерной чертой вихревого распределения является наличие центральной части вихря с перпендикулярной компонентой намагниченности. Эта центральная часть называется ядром вихря (диаметр ядра порядка 10 нм). Рассмотрим простейшую вихревую структуру – изолированный магнитный вихрь. Такие вихри реализуются в качестве основного состояния магнитных наноточек – цилиндрических дисков, изготовленных из магнитомягких материалов типа пермаллоя, Fe и др. Характерные размеры дисков определяются магнитной обменной длиной

материала $L_E = 2 \left(\frac{A}{2\pi M_s^2} \right)^{1/2} \sim 10$ нм, где A – кон-

станта неоднородного обменного взаимодействия (обменная жесткость), M_s – намагниченность насыщения материала. Обычно диаметр основания нанодисков $d \sim 50$ – 200 нм и толщина $h \sim 4$ – 30 нм. Магнитную структуру в центре такого вихря можно описать в сферической системе координат: $\cos\theta = p m_z = p M_z/M_s$, а вдали от центра – $\varphi = q\psi + C\pi/2$ ($m_x = M_x/M_s = \cos\varphi$, $m_y = M_y/M_s = \sin\varphi$). Здесь ψ – азимутальная координата в полярной системе координат; $p = \pm 1$ – полярность вихря (указывает направление m_z компоненты намагниченности в центре вихря), q – завихренность (vorticity), $C = \pm 1$ – киральность (указывает направление закручивания статической намагниченности в плоскости диска, против часовой стрелки и по часовой стрелке, соответственно), $pq = 2Q$, где Q – топологический индекс Понтрягина (рис. 1).

Вихревые структуры широко распространены в магнитных материалах [31, 32] – цилиндрические домены, доменные границы с линиями Блоха и Нееля, изолированные вихри в магнитных наноточках, скирмионы, мероны и др., как обсуждалось выше, привлекают к себе большое внимание. Магнитную вихревую структуру для односвязного образца в общем случае можно определить как такое

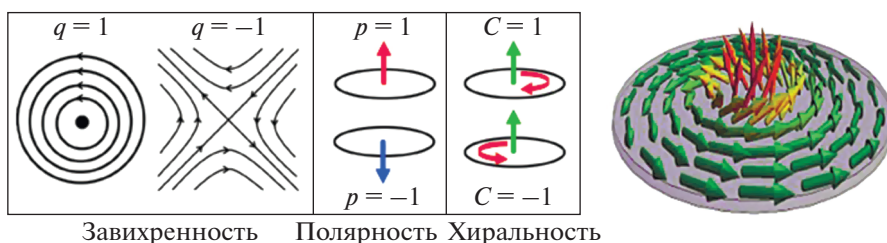


Рис. 1. а. Топологические заряды ферромагнитного вихря: завихренность (или число витков), полярность и хиральность. б. Магнитный вихрь с ядром, намагниченным вверх ($P = 1$).

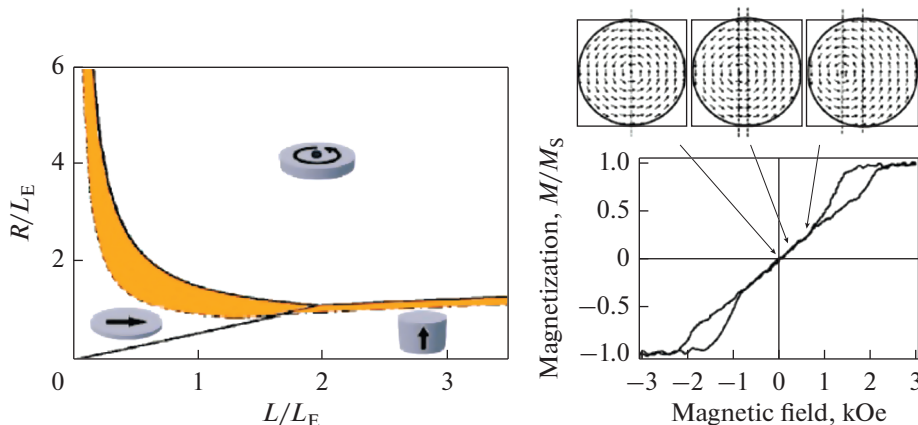


Рис. 2. Диаграмма устойчивости вихревого состояния в нанодисках с радиусом R и толщиной L (L_E – обменная длина). Возможны три стабильных состояния намагниченности: вихрь (I), одиночный домен в плоскости (II) и перпендикулярно намагниченный одиночный домен (III). Энергия линии равновесия изображена сплошной линией. Пунктирная линия соответствует границе устойчивости вихревого состояния. Заштрихованная область представляет собой область бистабильности.

распределение намагниченности, при котором плотность тороидального момента в объеме материала не везде тождественно равна 0. Величину $\text{rot}^{-1} \mathbf{n}$, где \mathbf{n} – единичный вектор вдоль намагниченности, можно использовать для определения количественной меры завихренности. Геометрическим образом тороидного момента в данном случае является замкнутая круговая траектория элементарных магнитных моментов. Такое распределение намагниченности при этом обладает отличным от нуля тороидным моментом $T = \frac{1}{2} \int \mathbf{r} \times \mathbf{M} d^3x$.

При определенном сочетании магнитных и геометрических параметров магнитных наноструктур вихревое распределение намагниченности соответствует энергетическому минимуму, что было показано с помощью микромагнитного моделирования в [32, 34]. Авторы показали, что в образцах больших размеров основным состоянием является вихрь, потому что эта конфигурация обеспечивает наилучшее закрытие магнитного потока, и вихрь может быть “зарожден” при относительно небольшой плотности обменной энергии. В нано-

элементах меньших размеров реализуются другие микромагнитные конфигурации. В [35–38] исследована устойчивость состояний магнитных вихрей, процессы их перемагничивания для магнитомягких материалов, рис. 2. В работе [35] было показано, что в зависимости от диаметра диска и толщины слоя существуют три разных основных состояния. Полученная диаграмма показана на рис. 2а.

3. ДИНАМИКА ВИХРЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СПИНОВОГО ТОКА

Чтобы перейти к рассмотрению динамики вихрей намагниченности в спинтронных структурах, возбуждаемых спин-поляризованным током, рассмотрим на качественном уровне эффект переноса спина, возникающий при протекании электрического тока через систему типа спиновый вентиль [6]. Имеем трехслойную структуру с двумя тонкими кобальтовыми слоями F_1 и F_2 , намагниченными неколлинеарно, и разделенными немагнитной прослойкой меди (рис. 3). Пусть ток течет слева направо. Во внешней цепи количество но-

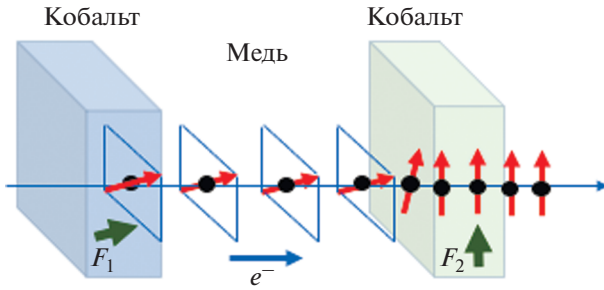


Рис. 3. Принцип эффекта переноса спина для типичной трехслойной структуры $\text{Co}(F_1)/\text{Cu}/\text{Co}(F_2)$. Ток e электронов, текущий слева направо, приобретает в слое F_1 спиновую поляризацию, направленную вдоль намагниченности слоя F_1 , и переносят затем спиновый момент в слой F_2 , создавая вращающий момент, действующий на намагниченность слоя F_2 [38].

сителей со спином “вверх” такое же, как и со спином “вниз”, однако при протекании через ферромагнетик F_1 электроны поляризуются по спину. В результате ток, выходящий из слоя F_1 (слой поляризатор), имеет спиновую поляризацию, направленную параллельно намагниченности F_1 . Спиновый поток в этом случае определяется только одной компонентой $Q_{xz} = -\left(\frac{\hbar}{2e}\right) Pj$, где j – плотность тока, P – спиновая поляризация тока. Далее спин-поляризованные электроны проводимости проходят через немагнитный слой Cu и достигают границы между медью и правым слоем F_2 . На этой границе электроны частично отражаются, а частично проходят внутрь второго ферромагнетика F_2 , начиная прецессировать с затуханием к направлению локального эффективного поля, ориентированного вдоль намагниченности слоя F_2 .

В итоге, на небольшом расстоянии порядка нескольких ангстрем, спиновая поляризация входящих электронов проводимости переориентируется в направлении локальной намагниченности. В результате момент количества движения, передающийся локальной намагниченности, создает действующий на нее вращающий момент $\Gamma_{\text{ST}} = \text{div} \hat{Q}$, неравный нулю. Воспользовавшись подходом, использованным Ландау и Лифшицем, и приняв, что величина намагниченности насыщения остается неизменной, можно представить $\vec{\Gamma}_{\text{ST}}$ в виде разложения по двум ортам [6]:

$$\Gamma_{\text{ST}} = -\frac{\gamma a_j}{M_S} (\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{\text{ref}})) + \gamma b_j (\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{\text{ref}}), \quad (2.1)$$

где γ – гиромангнитное отношение, M_S – намагниченность насыщения, $\mathbf{m}_{\text{ref}} = \mathbf{M}_{\text{ref}}/M_{\text{Sref}}$ (M_{Sref} – намагниченность насыщения опорного слоя), a_j и b_j – коэффициенты, пропорциональные току и име-

ющие размерность поля. Обычно при плотности тока порядка 10^7 A/cm^2 , $a_j = 100 \text{ Э}$, $b_j \sim 0.1-0.3a_j$. В этом случае уравнение Ландау–Лифшица, записанное в форме Гильберта (ЛЛГ), можно обобщить в следующем виде:

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}} - \frac{\alpha}{M_S} \mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}} + \Gamma_{\text{ST}}. \quad (2.2)$$

Эту форму уравнения ЛЛГ принято называть обобщенным уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта–Слончевского (ЛЛГС), отмечая таким образом работу Дж. Слончевски, в которой он теоретически предсказал эффект переноса спина [1].

Как было сказано выше, спин-поляризованный ток может вызвать осцилляции намагниченности. Также под действием спин-поляризованного тока магнитный вихрь может смещаться из равновесного состояния и выходить на различные динамические режимы, которые характеризуются гиротропной – низкочастотной, а также и высокочастотными модами. Низкочастотная мода находится в субгигагерцовом диапазоне. Две другие моды соответствуют высокочастотным осцилляциям намагниченности. Высокочастотные моды возбуждения вихря обсуждаются ниже, а сейчас рассмотрим гиротропное движение вихря. Гиротропная мода соответствует круговому трансляционному движению вихря в диске вокруг его центра и имеет наименьшую частоту в спектре возбуждения вихря.

Для случая, когда при движении магнитных неоднородностей изменением их структуры можно пренебречь, обычно переходят к описанию динамики волны, используя метод коллективных переменных. Такой подход стал очень плодотворен при описании наблюдавшегося экспериментально кругового трансляционного движения вихря в диске (достаточно малой толщины) вокруг его центра. Для описания гиротропного движения вихря используют уравнения Тиля, которые были впервые сформулированы для описания динамики цилиндрических магнитных моментов [40]. Позднее это уравнение стали использовать и для описания динамики вихрей [41–43]. Метод построения уравнений на основе метода коллективных переменных для гиротропной динамики вихрей в нанодиске приведен, например, в [44–47]. При выводе таких уравнений был использован предложенный в [33, 48] аналитический анзац, описывающий минимизирующую магнитоэстатическую энергию, структуру статического магнитного вихря. Сделан был последовательный вывод таких уравнений и на основе спин-решеточных уравнений (см., напр., [44]).

Уравнения Тиля для гиротропного движения вихря можно записать в виде:

$$\mathbf{G} \times \frac{d\mathbf{X}}{dt} + F_d - \frac{\partial W(\mathbf{X})}{\partial \mathbf{X}} = F_{\text{ST}}, \quad (2.3)$$

где $\mathbf{X} = \mathbf{X}(X, Y)$ – радиус-вектор положения центра вихря в плоскости диска, $W(\mathbf{X})$ – потенциальная энергия вихря, сдвинутого из центра диска. Гироскопический вектор, входящий в выражение для гироскопической силы, имеет вид:

$$\mathbf{G} = G\mathbf{z}, \quad G = 2\pi q p L M_s / \gamma. \quad (2.4)$$

Здесь L – толщина образца, $F_{\text{СТ}}$ – сила, создаваемая спин-поляризованным током; для случая перпендикулярного поляризатора [6]:

$$F_{\text{СТ}} = \pi \gamma a_j M_s L (e_z \times X) = \kappa (e_z \times X), \quad (2.5)$$

где $a_j = \mathbf{PJ} / M_s L$, \mathbf{J} – плотность тока, слагаемое:

$$\mathbf{F}_d = D d\mathbf{X} / dt \quad (2.6)$$

– сила вязкого торможения, действующая на диск, той же природы, что и подобная сила, действующая на доменную границу и определяющая ее подвижность. Направление действия всех указанных выше сил представлены на рис. 4. Из уравнения (2.3) из условия равенства гироскопической и потенциальной сил [35] можно найти, что частота осцилляций вихревого ядра вокруг геометрического центра нанодиска имеет линейную зависимость от соотношения геометрических размеров диска L/R и находится в субгигагерцовом диапазоне:

$$\omega_0 = \gamma 2.218 \frac{L}{R} M_s. \quad (2.7)$$

В работе [45] для определения коэффициентов уравнения Тия было использовано полномасштабное микромагнитное моделирование, что позволило создать аналитическую модель, адекватную для количественного описания динамических свойств магнитных вихрей, возбуждаемых спин-поляризованным током в магнитных нанодисках. Вообще, микромагнитное моделирование является наиболее мощным и универсальным способом теоретического исследования динамики намагниченности спинтронных систем, в том числе и вихревых. Существует много пакетов для расчетов, наиболее известные из которых: *magrag* (разработка Werner Scholz), *RKMAG* (разработка Kirill Rivkin), *MicroMagus* (разработка D.V. Berkov, N.L. Gorn), *LLG Micromagnetics Simulator* (разработка Michael Scheinfein), *MagOasis*, *Magnetic Materials and Micromagnetism* (Vienna University of Technology), *OOMMF* (Object Oriented MicroMagnetic Framework, разработанный американским национальным институтом стандартов и технологий – ITL/NIST), *Spin PM* (разработка группы А.К. Звездина), *Mumax* (разработка группы DyNaMat (Department of Solid State Sciences, Ghent University, Institute for Nuclear and Radiation Physics): профессор Van Waeyenberge из университета Ghent University и Arne Vansteenkiste) [49–53]. Такие специальные пакеты позволяют эффективно проводить микромагнитное моделирование, осуществлять визуализацию динами-

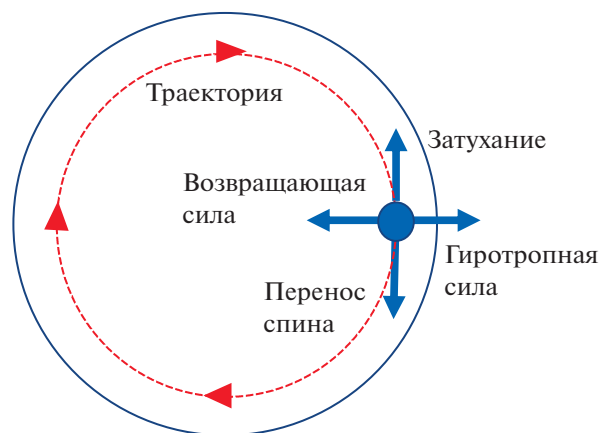


Рис. 4. Схематическое изображение действующих на магнитный вихрь сил.

ки магнитных неоднородностей, переключения полярности и киральности вихрей и многое другое, а также получать петли гистерезиса и зависимости различных параметров магнетика, исследовать процессы перемагничивания и т.д. Все вышеперечисленные пакеты различными способами решают обобщенное уравнение ЛЛГС (2.2). Пакеты для микромагнитного моделирования из приведенного списка в зависимости от метода решения уравнения Ландау–Лифшица можно разделить на две группы; пакеты *OOMMF*, *Mumax* и *MicroMagus* используют метод конечных разностей, пакеты *mag*, *magnum*, *magrag* используют метод конечных элементов [54, 55].

В работах [56–58] теоретически анализируется модифицированное уравнение Тия с учетом слагаемых с высшим порядком производных от координаты по времени. Решением этих уравнения является сложная траектория, напоминающая сходящуюся спираль с наложенными на нее малыми высокочастотными колебаниями. Частоты таких колебаний составляют несколько ГГц и определяются эффективной массой ядра. Следует отметить, что учет инерционного слагаемого в решении уравнения движения магнитного вихря практически не изменяет частоту гиротропного движения ядра вихря. Заметные поправки имеют место при относительно больших значениях внешнего магнитного поля, близких к полям переключения полярности вихря. Поэтому в прикладных исследованиях эффектами, связанными с этими колебаниями, пренебрегают.

В работах [45–47] было дано теоретическое описание динамики вихрей под действием спинового тока, описана зависимость частоты вихревого СТНО от плотности спин-поляризованного тока, а также вычислены критические токи J_1 и J_2 , определяющие область существования устойчивой гиротропной моды (рис. 5).

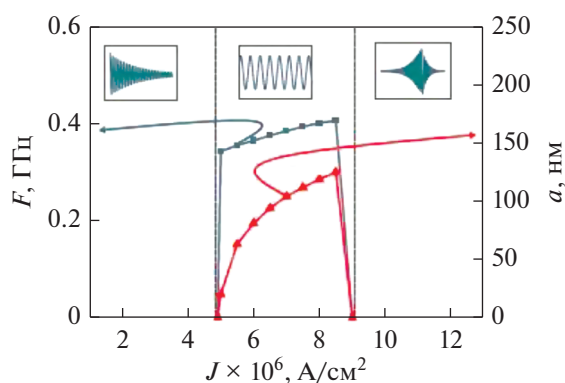


Рис. 5 Область токов, в которых реализуется гиротропное движение вихря под действием спин-поляризованного тока [45].

Обычно изучение динамики вихрей проводят на тонких дисках толщиной 4–50 нм, где наблюдали только однородные по толщине моды возбуждения вихрей. В работе [59] исследована фундаментальная вихревая мода в относительно толстых (50–100 нм) точках с помощью широкополосного ферромагнитного резонанса и аналитических расчетов. Показано, что увеличение размерности приводит к качественно новому возбуждению в спектре. Продемонстрировано, что частоту основной моды нельзя объяснить без введения специальной массы “гигантского вихря”, которая является результатом учета искажения структуры вихря из-за взаимодействия со спиновой волной. Масса вихря зависит от геометрии системы и нелокальна из-за важной роли дипольного взаимодействия. Для тонких точек эта масса небольшая. Однако ее важность резко возрастает с увеличением толщины точки.

Создание четко выраженной конфигурации вихря в дисках диаметром менее 100 нм позволяет реализовывать внутриклеточные магнитомеханические срабатывания для биомедицинских приложений. В работе [60] проведено исследование магнитного поведения круглых нанодисков пермаллоя (сплав $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) с малым радиусом (30 и 70 нм) и разной толщиной (30 и 50 нм). Несмотря на небольшой размер диска, измеренные петли гистерезиса демонстрируют черты классического вихревого поведения с нулевой остаточной намагниченностью и лепестками в сильных магнитных полях. При этом размер ядра магнитного вихря, как показали магнитно-силовая микроскопия и микромагнитное моделирование, сравним с диаметром диска. Основные магнитные состояния в диске близки к границе устойчивости вихря и, в зависимости от размера диска, распределение намагниченности сочетает в себе атрибуты типичного вихря, однодоменных состояний или даже есть черты, напоминающие магнитные скирмионы.

Аналитическая модель точечной намагниченности, учитывающая большой размер ядра вихря, разработана для объяснения наблюдаемого поведения, что дает достаточно хорошее согласие с экспериментальными результатами. Данное исследование расширяет содержание классической концепции вихря (где спинового ядра вихря имеют пренебрежимо малое влияние на магнитное поведение) и поэтому может быть полезно для улучшения возникающих спинтронных приложений, таких как СТНО.

Наличие внешнего магнитного поля, например, перпендикулярного плоскости диска, существенно влияет как на структуру вихря, так и на его динамику. Структура вихря изменяется прежде всего за счет того, что появляется конусная фаза, см. [61, 62]. Далее, вихри можно разделить на легкие и тяжелые [63, 64]. Эффективные уравнения движения в духе Тили были получены в работе [63]. Основные изменения по сравнению с (2.4) связано с появлением зависимости гироконстанты от нормированного поля h [63]:

$$G(h) = 2\pi q(p - h). \quad (2.8)$$

Для обычного вихря $q = +1$ (для антивихря $q = -1$). Также изменяется и энергия вихря [63]. Есть и другие эффекты, например, изменение самой структуры вихря в поле [65]. При этом ширина вихревого кора меняется с полем, формула (15) статьи [65]. В работе [66] с помощью микромагнитного моделирования рассмотрено, как нелинейная динамика вихря изменяется при наличии перпендикулярного плоскости диска магнитного поля. При расчетах сделан учет деформации профиля намагниченности вихря и рассмотрена нелинейность, обусловленная магнитостатической энергией и энергией Эрстеда–Зеемана. Найдена зависимость размера ядра вихря от нормированного внешнего магнитного поля h (рис. 6). При уменьшении магнитного поля (в той же полярности, что и кора вихря) радиус кора вихря экспоненциально уменьшается. Заметим, что вне области ядра вихря, результаты хорошо согласуются с численными результатами, полученными в [67].

Сравнение аналитической модели и численных результатов, полученных при микромагнитном моделировании, показывает согласие для полученных частоты и амплитуды колебаний вихря как функции приложенного тока и внешнего перпендикулярного магнитного поля. Найдены условия (величины тока и поля), при которых будут наблюдаться колебания вихря с большим радиусом и зависимость коэффициента затухания вихря от величины магнитного поля. Результаты работы [66] позволяют сделать аналитическое описание фазовой синхронизации вихревого СТНО на внешний радиочастотный сигнал, что является важным шагом к оптимизации эффективности синхронизации между несколькими вихревыми СТНО.

В экспериментальной работе [68] наблюдали колебания положения ядра вихря в масштабе времени длительностью 10 нс в самоиндуцированной магнитоэлектрической потенциальной яме после выключения плоскостного магнитного поля. Измеренные частоты колебаний в зависимости от формата изображения точек (толщина/радиус) согласуются с теоретическими расчетами, представленными для той же геометрии.

Вихревой спиновый диод, представляющий собой магнитный туннельный контакт с наклонной намагниченностью в слое-поляризатора и с вихревым распределением намагниченности в свободном слое, изучали в работе [69]. Динамика вихрей и соответствующий эффект спин-диодного выпрямления проанализированы с помощью микромагнитного моделирования для различных мощностей входного РЧ-сигнала и различных значения постоянного тока смещения. На основе уравнения Тилля разработана аналитическая модель вихревого спинового диода. Показано, что рассматриваемый вихревой спиновый диод имеет резонансную частоту субгигагерцового диапазона, что позволяет расширить частотный диапазон спинтронного выпрямления СВЧ-сигналов. Относительно высокая чувствительность наблюдается при сверхмалой мощности даже без внешнего магнитного поля. Оценка параметров и технологических перспектив вихревого спинового диода в разрезе развития этого направления спинтроники дана в обзоре [70].

В реальных материалах с вихревой структурой присутствуют пространственные флуктуации (дефекты) магнитных параметров, и они должны влиять на движение магнитных вихрей. Это указывает на важность учета особенностей взаимодействия ядра вихрей с дефектами, особенно при проектировании устройств спинтроники. Так, в работах [70, 71] с помощью микромагнитного моделирования была исследована динамика вращения вихря под действием спин-поляризованного тока в СТНО с осевой симметрией, нарушенной дефектами формы. Были рассмотрены случаи: смещение геометрических центров нанодисков, пирамидальная форма и форма с несколькими небольшими вырезами. Приведены соответствующие частотные спектры вихревых колебаний. Обнаружено, что несовершенство формы может влиять не только на основную частоту, но также может генерировать вторую и высшие гармоники. Качественно проанализировано влияние различных форм на динамику вихря. Предложены новые идеи для возбуждения микроволнового сигнала, возникающего из-за искусственной неидеальности структуры.

В работе [72] теоретически исследуется взаимодействие магнитного вихря с дефектом малого размера (точечным), моделируемым неоднород-

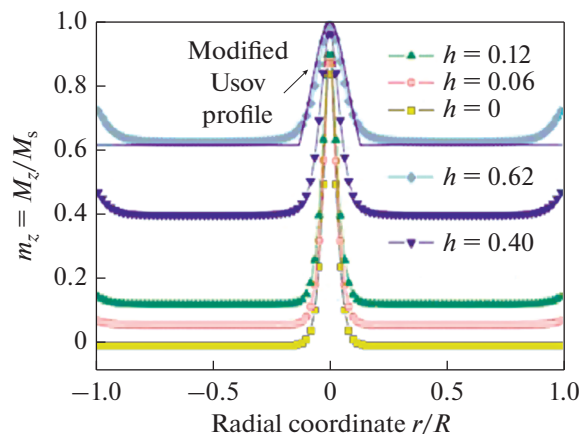


Рис. 6. Нормированная компонента центрированной вихревой намагниченности для различных значений магнитного поля h , направленного перпендикулярно плоскости образца [66].

ностью магнитной анизотропии, с отличной от основной матрицы направлением локальной оси магнитной анизотропии (ЛОА). Для расчетов использовали уравнение Тилля. Магнитные вихри, движущиеся вблизи неоднородностей магнитной структуры, обнаруживают разнообразие своего динамического поведения: “захват” вихря дефектом с явно выраженной сменой частоты вращения, отражение от дефекта с различными траекториями движения. Это указывает на важность учета особенностей взаимодействия ядра вихрей с дефектами, присутствующими в магнетиках, особенно при проектировании устройств спинтроники.

В работе [73] экспериментально исследована частота термически возбужденных вихревых колебаний в нанодиске Co–Fe–В при наличии дефектов. Обнаружено, что частота колеблется от максимума при определенных значениях поля до круглого минимума, который имеет тенденцию в сторону нулевой частоты. Эти частотные вариации качественно хорошо описываются аналитической моделью на основе уравнения Тилля с учетом единственного гауссовского потенциала пиннинга. По результатам экспериментов потенциалы пиннинга оцениваются в диапазоне от -0.2 до -0.4 эВ. Также проведено микромагнитное моделирование колебаний вихря при наличии центров закрепления. Моделирование подтверждает справедливость подхода Тилля, показывая, что вихрь остается достаточно жестким.

4. ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ ПОЛЯРНОСТИ ВИХРЯ

В данном параграфе ответим на вопрос, как можно переключать топологические параметры магнитного вихря, например, полярность вихря. Можно приложить внешнее постоянное магнит-

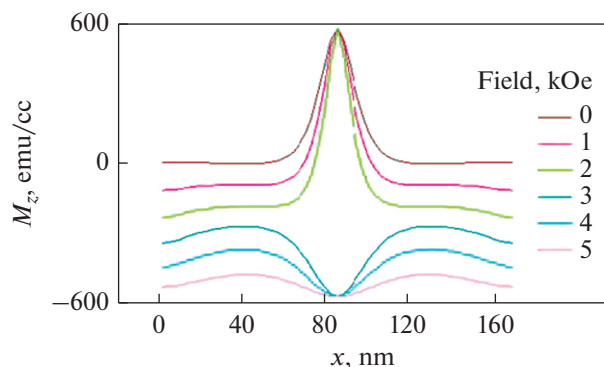


Рис. 7. Структура магнитного вихря в зависимости от величины внешнего магнитного поля в случае статического переключения [75].

ное поле перпендикулярно плоскости системы и направленное антипараллельно намагниченности в ядре вихря. В работах [74, 75] продемонстрировано, что при статическом сценарии переключения полярности вихря под действием сильного внешнего магнитного поля проходит через блоховскую точку, а вихрь при этом не двигается с места (рис. 7). К сожалению, для этого требуются

поля порядка 0.5 Тл, что не позволяет использовать этот способ в практических приложениях микроэлектроники.

Был разработан и альтернативный способ переключения полярности вихря, с использованием малого по величине и длительности переменного магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости диска, частота которого настраивается на частоты радиальных спин-волновых мод колебаний вихря [76, 77] (см. рис. 8). Этот механизм переключения полярности вихря можно назвать квазистатическим, так как центр вихря не сдвигается из центра диска и не нарушается симметрия вихревого распределения намагниченности. Об изменении полярности вихря с использованием импульсного малоамплитудного магнитного поля разной формы в плоскости диска сообщали в экспериментальных работах [78, 79, 86]. Например, в работе [76] представлен способ управляемого переключения полярности вихрей с помощью ультракоротких импульсов униполярного плоскостного магнитного поля. Магнитную систему помещали в очень слабое (0.1 мТл) поле, приложенное в плоскости пленки и осциллирующее на частоте, близкой к резонансной частоте вихря (частота

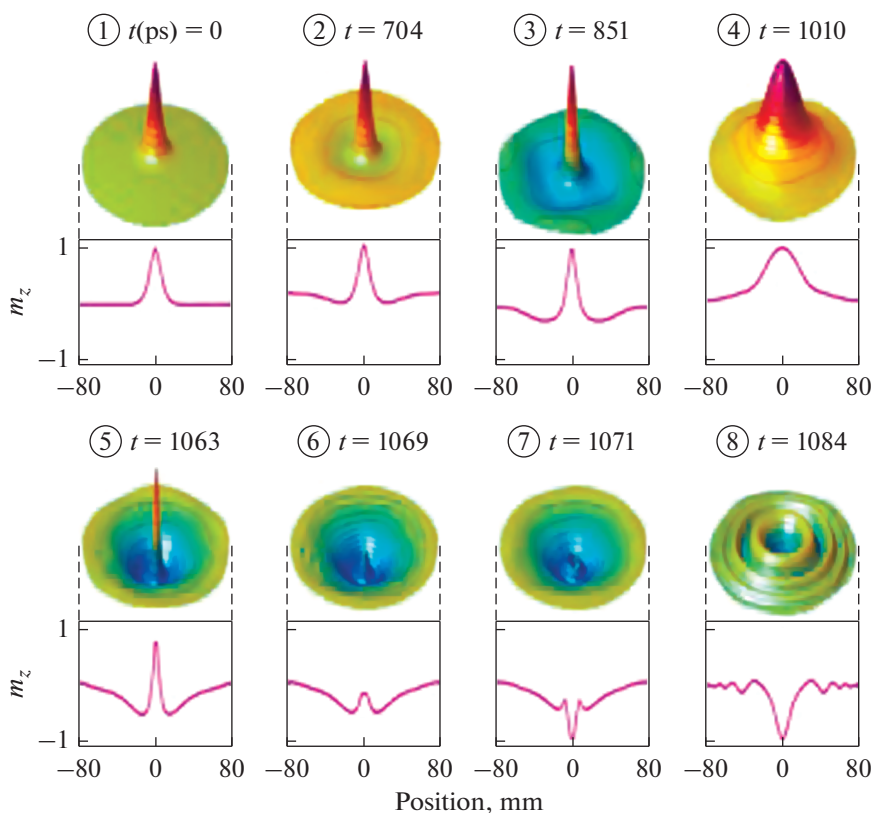


Рис. 8. Схематическое изображения временной эволюции возбуждения радиальной моды $n = 1$ до переключения полярности вихря с соответствующими m_z -профилями. Приложенным полем было одно гармоническое синусоидальное поле с амплитудой $H_0 = 350$ Э и $f_H = 10.7$ ГГц [77].

прецессионного движения, возникающего при малом отклонении ядра вихря от центра диска, обычно составляющая сотни МГц).

Возможность переключения полярности вихря в круговых СТНО с помощью постоянного спин-поляризованного тока была показана как теоретически, так и экспериментально (см. например [80–83]). Обнаружен новый – динамический механизм переключения полярности вихря. Переключение полярности осциллирующего вихря происходит при достижении некоторой критической скорости путем формирования пары вихрь (противоположной поляризации) плюс антивихрь, с последующей аннигиляцией первоначального вихря и возникшего антивихря. Этот процесс сопровождается интенсивным излучением спиновых волн. Величина критической скорости имеет вид [84] (см. рис. 9):

$$v_c \approx \gamma M_{s\text{core}} / \dots$$

Для пермаллоевых магнитных нанодисков она имеет величину порядка 320 м/с. Для относительно небольшого диаметра диска переключение полярности вихря может происходить через образование переходного вихревого *S*-состояния [108, 109]. Вихревое *S*-состояние характеризуется наличием частично выдавленного за край диска вихря. Оно представляет значительный интерес для исследователей, так как может быть намного меньше обычных вихревых состояний и в них наблюдаются интересные динамические свойства. При реализации этого механизма переключения полярности выход ядра вихря за край диска сопровождается образованием двух связанных краевых солитонов с полувещным топологическим зарядом. При этом не следует скачка энергии обмена и излучения спиновой волны. В работе [110] было показано экспериментально, что обычные вихревые и вихревые *S*-структуры дают разный сигнал при измерении сопротивления системы, поэтому их можно различить. Экспериментально и теоретически была показана возможность создания на базе вихревого СТНО высокочастотного детектора, использующего диодный спин-трансферный эффект. Работа детектора строится на основе резкого изменения сопротивления, связанного с разницей в магнитосопротивлении между основным вихревым состоянием свободного слоя и окончательной спиновой конфигурацией в виде *S*-состояния.

В работе [85] была численно продемонстрирована возможность переключения полярности вихря очень короткими (порядка 100 пикосекунд) импульсами спин-поляризованного тока, что требовало, однако, очень больших (10^8 – 10^9 А/см²) плотностей тока. Переключение полярности вихрей в эллиптических дисках исследовали экспериментально и численно в работе [88]. В работе [89] численно исследовали резонансное переключение

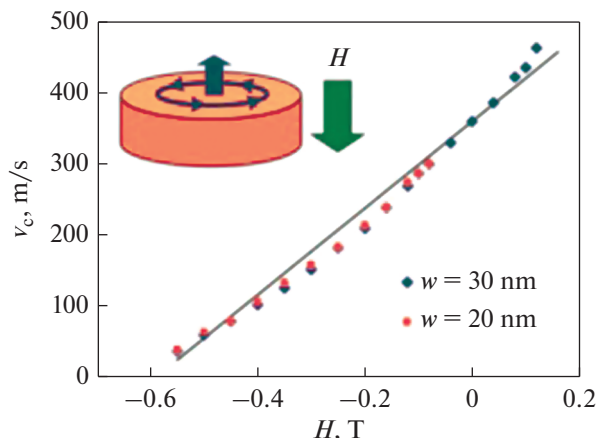


Рис. 9. Зависимость критической скорости переключения полярности вихря от величины постоянного магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости наноточки для двух различных толщин слоя (w). Точками показаны результаты микромагнитного моделирования, а сплошной линией – данные аналитической модели [84].

полярности вихревого ядра под действием переменного спин-поляризованного тока различной частоты. В работе [90] было предложено использовать бинарное переключение полярности вихря для создания устройств хранения данных.

Особенности динамики переключения полярности вихря в случае совместного действия спин-поляризованного тока и внешнего магнитного поля была исследована в работе [87]. В работе [84] было обнаружено, что, как и в случае нулевого внешнего поля $\mathbf{H} = 0$, критическая скорость при динамическом переключении не зависит от размера диска. Критическая скорость резко уменьшается, когда прикладывается внешнее поле, направленное против намагниченности центра вихря, и значение которого приближается к значению поля статического перемагничивания вихревого центра.

Необходимо отметить, что существует также еще один механизм переключения полярности вихря, когда его ядро, под действием спин-поляризованного тока или плоскостного магнитного поля выходит за пределы нанодиска, а возвращается уже с противоположной полярностью.

5. НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ДВУХВИХРЕВЫХ СТНО

Рассмотрим далее вихревой круговой СТНО, оба магнитных слоя которого находятся в вихревом магнитном состоянии (рис. 10). Наличие двух магнитоэстатически связанных вихрей должно существенно изменить динамические свойства СТНО, которые теперь в значительной степени зависят от взаимной ориентации полярностей вихрей (см., напр., [91–94]). Параллельной (Π) конфигурацией

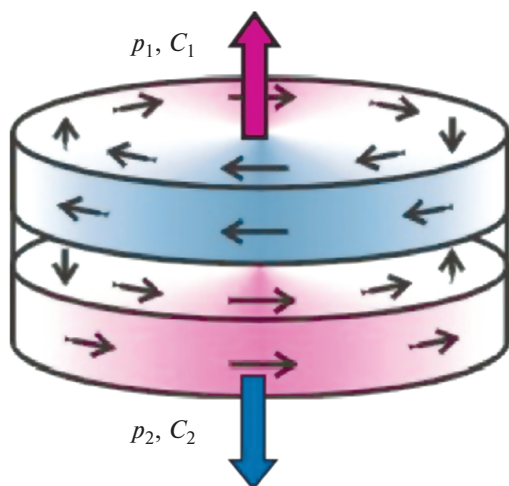


Рис. 10. Двухвихревой СТНО кругового сечения. p_1 , p_2 — направление полярности вихря, C_1 , C_2 — киральности вихрей.

вихрей будем называть случай, когда полярность вихрей в верхнем и нижнем слоях одинаковы, т.е. намагниченность в ядрах вихрей направлены в одну сторону. Соответственно, при антипараллельной (АП) конфигурации вихрей их полярности в верхнем и нижнем магнитных слоях разные, т.е. намагниченность в ядрах вихрей направлены в разные стороны. 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.

Как показано в предыдущем параграфе, в отсутствие внешнего возбуждения магнитным полем или электрическим током, магнитная структура нанодисков определяется их геометрическими размерами. Для генерации устойчивой двухвихревой структуры в нанодисках произвольной геометрии экспериментаторы используют спин-поляризованный ток небольшой величины. В работе [95] было изучено магнитное состояние СТНО в зависимости от спин-поляризованного тока, который варьировали в интервале от 0 до 15 мА. Полученные результаты при нулевом внешнем магнитном поле изображены на рис. 11. Исследованные СТНО представляют собой магнитную конфигурацию в тонких слоях Ru (4 нм) и толщиной Py (15 нм). Для ясности было вычтено увеличение сопротивления, связанного с Джоулевым теплом.

Для данных геометрических параметров при нулевом поле и низких значениях тока стабильным магнитным состоянием является антипараллельная однородная намагниченность. При токе 2 мА наблюдается первое экспериментальное падение сопротивления, и зарождается вихрь в толстом слое, в то время как намагниченность в тон-

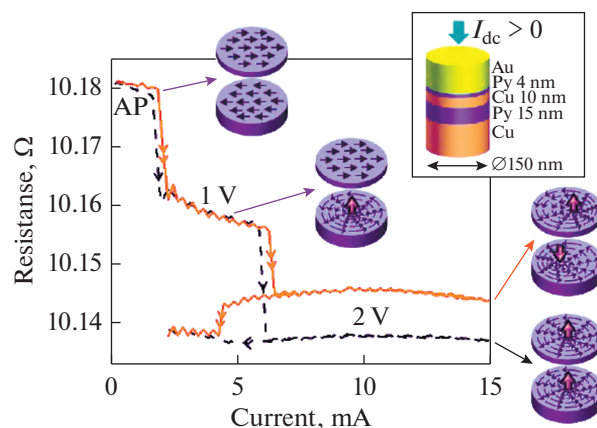


Рис. 11. Зависимость сопротивления от величины постоянного тока при $I_{dc} > 0$, измеренного при нулевом внешнем магнитном поле. СТНО представляют собой магнитную конфигурацию в тонких слоях Ru (4 нм) и толщиной Py (15 нм), большие стрелки соответствуют вихрям. Две кривые представляют два возможных пути, измеренных в проведенных экспериментах. Красная сплошная линия связана с наблюдением двух вихрей (2V) с противоположными полярностями, тогда как черная пунктирная кривая связана с наблюдением состояния 2V с одинаковыми полярностями. Для ясности было вычтено увеличение сопротивления, связанного с Джоулевым теплом. Вставка: геометрия образца и определение направления положительного тока [95].

ком слое остается квазиоднородной. Это промежуточное состояние сохраняется примерно до тока 6 мА. Далее образуется вихрь в тонком слое. Поскольку оба вихря сформированы под действием поля Эрстеда, киральности обоих вихрей идентичны и имеют симметрию, определяемую направлением поля Эрстеда. Следует заметить, что вихри остаются в стабильном состоянии при снижении тока ниже значений, при которых образуется вихрь. Обнаружено, что для связанных вихрей возможны различные полярности. Поскольку измерения выполняли при нулевом магнитном поле, полярность вихря в процессе его зарождения определялась случайным образом или под влиянием различных локальных дефектов. Таким образом, полярности вихрей в каждом из слоев могут быть ориентированы либо “вверх”, либо “вниз”, причем желаемой конфигурации полярностей можно достичь при включении перпендикулярного плоскости диска магнитного поля, которое поддерживает одинаковые полярности, а затем отключить поле. Состояние двух вихрей с более низким сопротивлением связано с идентичными полярностями, тогда как более высокое сопротивление связано с противоположными полярностями (красная непрерывная линия на рис. 11). Следует также обратить внимание, что при уменьшении тока сопротивление, соответствующее противоположным полярностям,

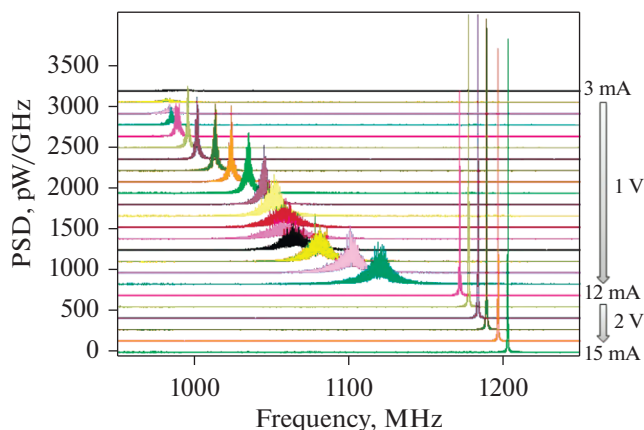


Рис. 12. Диаграмма спектра мощности, измеренная для СТНО при увеличении I_{dc} в случае перехода от одновихревой конфигурации к двухвихревой конфигурации с противоположными полярностями. Измерение производится при внешнем поле $B = 34$ мТл. Для этого значения поля переход между двумя конфигурациями происходит при $I_{dc} = 11.5$ мА [95].

падает при токе 4 мА и достигает того же уровня, что и сопротивление для двух вихрей, имеющих одинаковые полярности. Эта разность сопротивлений связана с различием в их динамике.

Найдена и эволюция частоты сигнала как функции I_{dc} . Величины частот коррелируют с частотами гиротропных колебаний вихревого ядра в толстом слое Ру (15 нм). На рис. 12 показана соответствующая эволюция ширины линии пика. При $I_{dc} < 11.5$ мА, что соответствует условию квазиоднородного поляризатора, ширина линии никогда не получается ниже 1 МГц. При зарождении второго вихря, происходящего при $I_{dc} = 11.5$ мА, наблюдается линейная частотная зависимость от I_{dc} . Одновременно наблюдается резкое уменьшение ширины спектральной линии, которая теперь достигает значений порядка 200 кГц. Следует отметить, что линейная зависимость частоты от тока в двухвихревой конфигурации является основным преимуществом для приложений с частотной модуляцией. Эти измерения дают самую низкую ширину линии – 200 кГц, измеренную в нулевом поле при комнатной температуре до сих пор для любого типа СТНО. Интересно, что характеристики радиочастот, связанные с двухвихревой конфигурацией, обладают частотной перестраиваемостью, которая практически линейна, с большими возможностями для управления частотой и модуляцией. Следует отметить, что для случая П-вихрей экспериментально не удается обнаружить никакого радиочастотного сигнала. Возможно, это связано с тем, что для АП-вихрей противоположно направленная намагниченность в ядрах вызывает дипольное отталкивание двух ядер, нарушая тем самым осевую симметрию системы.

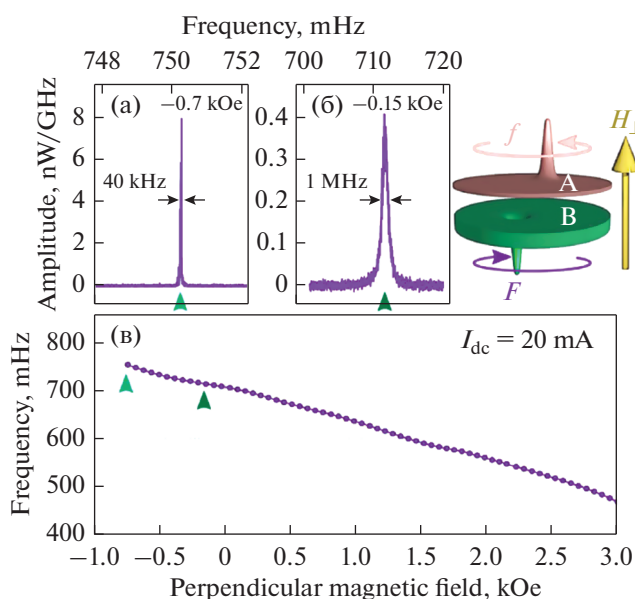


Рис. 13. Верхний правый рисунок: исследуемый случай связанных вихрей. (а) Спектры плотности мощности, измеренные при $I_{dc} = 20$ мА и перпендикулярном магнитном поле $H_{\perp} = -0.7$ кЭи (б) $H_{\perp} = -0.15$ кЭи. (в) Зависимость гиротропной частоты колебаний от H_{\perp} [96].

В работе [96] исследовано влияние внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости нанодиска диаметром 250 нм NiFe (15 нм)/Cu (10 нм)/NiFe (4 нм), на связанную динамику вихрей и СВЧ-сигнал. Для величин I_{dc} больше порогового тока $I_c \approx 8-11$ мА наблюдали генерацию узкого СВЧ-сигнала. Зависимость частоты СВЧ излучения от поля при $I_{dc} = 20$ мА показаны на рис. 13. Частота колебаний линейно уменьшается с увеличением H_{\perp} , как и ожидалось для гиротропного режима, в котором доминирует вихрь из толстого магнитного слоя, полярность которого антипараллельна прикладываемому полю. Наблюдаемая частота излучения уменьшается от 750 до 450 МГц при увеличении H_{\perp} от -0.7 до 3 кЭ.

Экспериментально было показано также, что используя спин поляризованный ток, можно независимо контролировать и вихревые киральности [95]. В этой работе исследовали многослойные нанодиски диаметром 200 нм со структурой NiFe (15 нм)/Cu (10 нм)/NiFe (4 нм). Показано, что для тока I_{dc} выше 3 мА в каждом слое Ру присутствует вихрь. Найдена также линейная зависимость частоты от величины I_{dc} . Оценена частота связанной динамики вихрей $f_0 = 563$ МГц при нулевом токе (см. рис. 14а). Частота связанных колебаний вихрей при нулевом токе лежит между известными собственными гиротропными частотами одиночных вихрей в изолированных магнитных

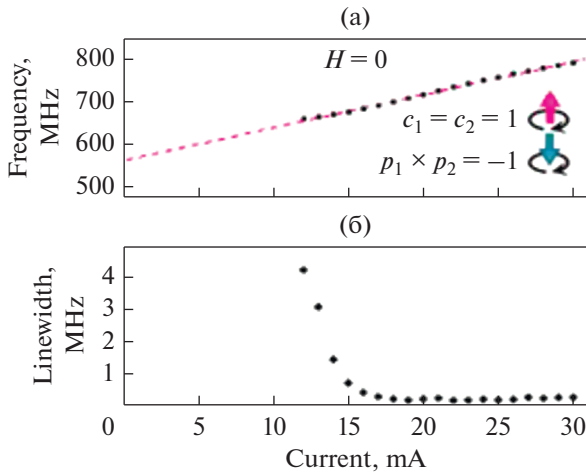


Рис. 14. (а) Зависимость от тока при нулевом магнитном поле гиротропной частоты для связанных вихрей положительных киральностей и противоположных полярностей. Пунктирная линия дает экстраполяционную оценку собственных частот связанных двух вихрей. (б) Ширина линии в виде функции тока смещения [93].

слоях, подтверждая существование сильной связи между двумя вихрями: $f_1 = 150$ МГц для тонкого 4 нм и $f_2 = 700$ МГц для толстого слоя 15 нм.

В рассмотренных выше экспериментальных работах 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. Примечательно, что экспериментально наблюдается четкая разница между уровнями сопротивления постоянного тока П- и АП-вихрей. Только АП-вихри связаны с излучением высокочастотного сигнала напряжения. Значение наблюдаемой частоты указывает на то, что вихрь в толстом магнитном слое играет важную роль в связанной двухвихревой динамике. 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 нелинейной динамики связанных вихрей в работе [91] использованы эффективные уравнения Тиля и найдена гиротропная частота стационарных связанных осцилляций. Для случая вихрей, имеющих одинаковую полярность и киральность, эффективные уравнения Тиля (2.3) для векторов, опреде-

ляющих положение центров вихрей $\mathbf{r}_1(t)$ и $\mathbf{r}_2(t)$ в каждом из магнитных слоев, имеют вид:

$$\mathbf{G}_i \times \mathbf{Z}_i - \frac{\partial W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}{\partial \mathbf{x}} = 0. \quad (5.1)$$

Здесь $\bar{\mathbf{G}}_i = -G_i \bar{\mathbf{e}}_z$, $G_j = 2\pi l_i \frac{M_{is}}{\gamma}$, M_{is} – намагниченность насыщения i -го вихря, l_i – толщина i -го вихря, γ – гиромангнитное отношение. $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ – потенциальная энергия системы двух связанных вихрей, в простейшем случае имеющая вид:

$$W(\bar{\mathbf{r}}_1, \bar{\mathbf{r}}_2) = \frac{1}{2} K_1 \bar{\mathbf{r}}_1^2 + \frac{1}{2} K_2 \bar{\mathbf{r}}_2^2 + \mu \bar{\mathbf{r}}_1 \bar{\mathbf{r}}_2. \quad (5.2)$$

Здесь K_i – коэффициент квазиупругости i -го вихря, μ – коэффициент, описывающий магнито-статическую связь вихрей. Оценена в работе [91] и зависимость K_i, μ от размеров нанодисков и магнитных параметров материала. Используя (5.2), из системы (5.1) можно получить следующее выражение для гиротропной частоты связанных осцилляций вихрей:

$$\omega_{1,2} = \frac{(\omega_{01} + \omega_{02})}{2} \pm \sqrt{\frac{(\omega_{01} - \omega_{02})^2}{4} + \frac{\mu^2}{G_1 G_2}}, \quad (5.3)$$

где

$$\omega_{01} = \frac{K_1}{G_1}; \quad \omega_{02} = \frac{K_2}{G_2}. \quad (5.4)$$

Для простейшего случая одинаковых магнитных слоев – $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega$ имеем

$$\omega_{1,2} = \omega \pm \bar{\mu}; \quad \bar{\mu} = \frac{\mu^2}{G_1 G_2}, \quad (5.5)$$

откуда видно, что связанная стационарная вихревая динамика теперь имеет два решения. Одно из них больше частоты, полученной для случая одного вихря ω_0 , а второе меньше. Заметим, что полученные решения качественно описывают известные экспериментальные результаты.

Численное моделирование динамики связанных вихрей в работах [97–101] для кругового вихревого СТНО с пермаллоевыми магнитными слоями, исследованного экспериментально, позволило разобраться в деталях связанной динамики вихрей, которые невозможно экспериментально узнать. Рассмотрены случаи разных диаметров нанодисков – 120, 200 и 400 нм, вихри имели в начальный момент времени одинаковые полярности и киральности, толщины толстого магнитного слоя – 15 нм, тонкого 4 нм. Так же, как и для случая одиночного вихря, обнаружено наличие критических значений тока. Первое из них ограничивает область существования затухающих связанных колебаний вихрей в тонком и толстом слоях. Заметим, что для случая АП-вихрей гиро-

тропная динамика может существовать и для очень маленьких значений токов. Это происходит из-за начального положения вихрей. В случае П-вихрей в начальный момент времени оба вихря расположены друг под другом в центре диска. Поэтому, для того чтобы вывести их из этого энергетически выгодного положения, нужна некоторая критическая величина тока. В АП-вихрях магнито-статическое взаимодействие в начальный момент создает смещение ядер вихрей в противоположные стороны друг от друга, и даже малого значения тока достаточно для возбуждения осцилляций. Второй критический ток ограничивает область существования стационарных связанных колебаний вихрей в тонком и толстом слоях. При достижении стационарного режима движения (время от начала движения порядка 50–100 нс, в зависимости от диаметра дисков), полярные углы П-вихрей, движущихся в толстом и тонком слое (определяются прямыми, проведенными через центры вихревых ядер), равны, а радиусы орбит не сильно отличаются друг от друга. Время, в течение которого происходит выход на стационарный режим, зависит еще и от величины тока. Для случая гиротропной динамики связанных вихрей найдена зависимость частоты колебаний от величины тока. Примечательно, что только для случая нанодиска большого диаметра 400 нм она имела линейный характер. Для случая среднего диаметра 200 нм зависимость имела немонотонный характер, а для случая малого диаметра практически не зависела от величины тока. Данные различия вида зависимости частоты от тока для разных диаметров можно объяснить, если учесть, что в рассматриваемых случаях частоту связанных колебаний можно описать следующим выражением, аналогичным случаю одиночного вихря:

$$\omega_0 = \left[2.218 \frac{L}{R} M_s + 3.169 \frac{J_e R}{c} \right], \quad (5.6)$$

где L – толщина толстого слоя, R – радиус диска, c – скорость света. Для оценки полученных результатов учтем, что частота стационарных колебаний вихря в толстом одиночном слое много больше, чем в тонком. Легко можно подсчитать, например, для случая диска 120 нм [97], что второе слагаемое в выражении (5.6), зависящее от тока, много меньше первого. Поэтому найденная зависимость гиротропной частоты от тока практически незаметна в данном случае. Для случая диска 400 нм [98] второе слагаемое в выражении (5.6) становится соизмеримым с первым, и в результате имеем линейную зависимость от тока.

В работах [97, 99] с помощью микромагнитного моделирования найдена линейная зависимость гиротропной частоты от внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости образца. С помощью уравнений Тилиа получено выражение для зависимости гиротропной частоты от

внешнего магнитного поля, качественно совпадающие с численными результатами. В этих работах по аналогии со случаем одиночного вихря [58] для вихрей в тонком и толстом магнитном слое считали, что зависимости коэффициентов уравнения (5.1) от поля имеют вид:

$$\begin{aligned} G_1 &= G_{01} (1 - h); & K_1 &= K_{01} (1 - h^2); \\ G_2 &= G_{02} (1 - h); & K_2 &= K_{02} (1 - h^2). \end{aligned} \quad (5.7)$$

Тогда зависимость частоты от поля можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \omega_{1,2}(h) &= \frac{(\omega_{01} + \omega_{02})}{2} (1 + h) \pm \\ &\pm \sqrt{\frac{(\omega_{01} - \omega_{02})^2}{4} + \frac{\mu^2}{G_{01} G_{02}} \frac{1}{(1 - h)^2}}. \end{aligned} \quad (5.8)$$

Для случая одинаковых магнитных слоев, можно упростить выражение (5.8):

$$\omega_{1,2}(h) = \omega_0 (1 + h) \pm \bar{\mu} (1 - h)^{-1}. \quad (5.9)$$

Отметим, что при $\bar{\mu} \ll \omega_0 h \ll 1$ зависимость $\omega(h)$ будет слабо отличаться от зависимости линейного вида, найденной численно и полученной экспериментально.

При превышении плотности тока второго критического значения j_2 (см. рис. 8 из [101]), например, при $j_3 = 9.6 \times 10^7$ А/см², в толстом слое наблюдается переключение полярности вихря и образование структуры с антипараллельным направлением намагниченности в центре вихрей. Используемый при численном моделировании пакет SPIN PM (как и некоторые другие популярные пакеты для микромагнитного моделирования [54, 55]) позволяет подробно описать сценарий перехода П-вихрей к новому состоянию АП-вихрей и изменение структуры вихрей, происходящее при этом. Вихри в обоих магнитных слоях при включении тока начинают движение против часовой стрелки. Рассмотрим вначале траекторию движения вихря в толстом диске (рис. 15).

В первую половину наносекунды от начала движения наблюдается сложная траектория движения вихрей. Затем вихрь начинает двигаться по винтовой траектории с расширяющейся орбитой. Вихрь в толстом слое, ускоряясь, выходит на стационарную орбиту. Кольца, описывающие его траекторию, практически сливаются в момент времени 30 нс. В момент времени 39.8 нс, скорость движения вихря достигает величины 327 м/с (соизмеримую с критической скоростью, необходимой для переключения полярности одиночного вихря [84]). Начинается быстрый процесс переключения полярности вихря (длительность процесса порядка 0.1 нс), сопровождающийся сложным изменением структуры магнитной неоднородности (рис. 16).

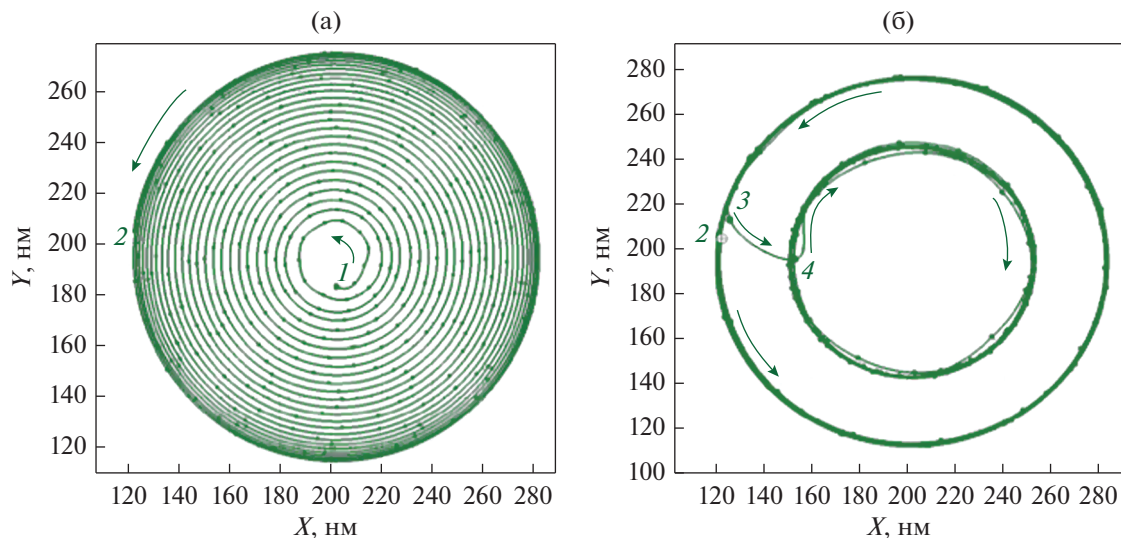


Рис. 15. Траектория движения центра вихря в толстом слое. Время движения (а): от 0 нс (точка 1) до 91 нс (точка 4), (б): точка 2 – 9 нс, точка 3 – 85 нс. По данным работы [101].

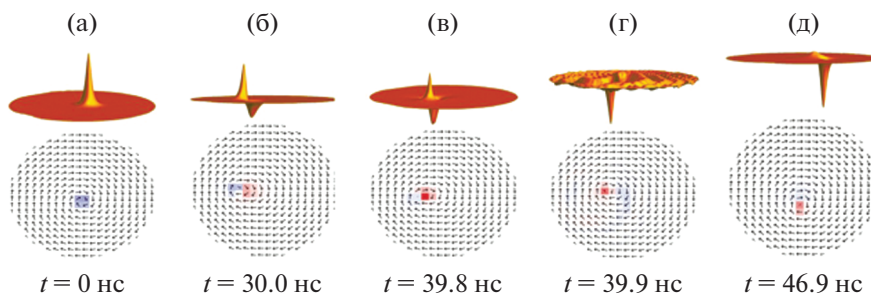


Рис. 16. Временная эволюция структуры вихря в толстом магнитном слое по результатам моделирования. Показано сверху трехмерное распределение компонента намагниченности по оси z перпендикулярной плоскости диска, внизу распределение компонент намагниченности в плоскости диска. По данным работы [101].

Отметим, что описанный процесс переключения полярности вихря соответствует процессу динамического переключения полярности вихря, описанному ранее для случая одиночного вихря (см. предыдущий параграф). В результате возбуждаются высокоамплитудные объемные спиновые волны (рис. 16г). Процесс их затухания занимает промежуток в несколько наносекунд. После завершения процесса переключения вихрь с новым направлением полярности оказывается на орбите с новым радиусом, начинает двигаться в противоположную сторону, уже по часовой стрелке (рис. 15). При этом сначала наблюдается траектория движения, заметно отклоняющаяся от круговой, но постепенно вихрь переходит на движение по новой круговой траектории с новой постоянной частотой. Отметим, что подобный механизм динамического переключения полярности вихря наблюдали и для диска диаметром 200 нм [100].

Для случая малого диаметра диска 120 нм в работах [97, 98] показана возможность существования при токах, больших второго критического, другого режима движения вихрей, сопровождающегося вылетом как одного, так и двух вихрей за край диска. В данном случае обнаружено и наличие С-вихревого состояния, когда вихри подходят к краю и часть ядра вихря оказывается вытеснена за пределы диска [98].

Таким образом, численное моделирование круговых СТНО показало, что в зависимости от величины спин-поляризованного тока, возможно существование различных режимов движения вихрей: затухающие осцилляции вихрей, стационарные осцилляции вихрей и режим переключения полярности одного из вихрей. Увеличение диаметра диска приводит к заметному увеличению интервала величин спин-поляризованного тока, в которых существует стационарный режим связанных колебаний вихрей и увели-

чению критической величины тока для наступления режима переключения полярности одного из вихрей. При этом также происходит увеличение времени выхода вихрей на режим стационарных связанных колебаний. Для случая стационарной динамики связанных П- и АП-вихрей найдена линейная зависимость частоты колебаний от величины тока. Показано, что переключение полярности вихря под действием тока для случая большого и среднего диаметров нанодиска возможно только в толстом слое с помощью динамического механизма.

Экспериментально также была показана возможность отдельного переключения полярности вихрей в каждом из магнитных слоев [87] с помощью совместного использования спин-поляризованного тока и магнитного поля H_{\perp} . Авторы предложили использовать данный механизм селективного переключения полярности ядра вихря для создания энергонезависимой магнитной памяти. Для экспериментов были использованы многослойные нанодиски с пермаллоевыми магнитными слоями диаметром 120 и 200 нм. На экспериментальных диаграммах зависимости поля переключения полярности вихря от величины тока обнаружены две области с разным типом зависимостей. Они были названы авторами областью “низкого” и “высокого” тока. Микромагнитный расчет, проведенный в работах [87, 111, 112], показал хорошую корреляцию с экспериментальными данными для области “низкого” тока. Обнаружено также, что в области “низкого” тока имеет место квазистатический механизм переключения полярности вихря. А в области “высокого” тока возможен и динамический механизм переключения полярности вихря, но только в толстом слое. Для диска малого диаметра 120 нм расчеты показали, что возможен и механизм переключения полярности, связанный с вылетом вихря за область диска. Микромагнитное моделирование показало, что критический ток, разделяющий эти две области, для случая 200 и 400 нм равен критическому току, определяющему верхнюю границу области гиротропного связанного движения вихрей.

В работе [94] экспериментально, аналитически и численно исследована связанная вихревая динамика под действием спин поляризованного тока в СТНО конической формы, с радиусом 290 нм для верхнего тонкого магнитного слоя NiFe и 340 нм радиус для нижнего толстого слоя. Показано, что сильное уменьшение нелинейностей за счет увеличения эффективного затухания можно добиться, правильно подобрав возбуждаемую связанную моду колебаний. Сделан вывод о том, что связанные вихри представляются модельной системой, интересной для исследования с целью улучшения свойств СТНО за счет использования динамики коллективных мод. В настоящее время

начали исследовать и скирмион-вихревые СТНО (см., напр., [103]). В таких СТНО один магнитный слой содержит зафиксированный вихрь, который используется для генерации спин-поляризованного тока с вихревой поляризацией. Во втором, свободном слое, имеется скирмион, который неоднородный спин-поляризованный ток заставляет двигаться по круговой траектории.

Наноструктуру типа “маленький диск на большом” исследовали авторы [104]. Для случая гиротропного движения вихря в большом диске из пермаллоя диаметром 600 нм и толщиной 35 нм с помощью микромагнитного моделирования установлено, что при определенных условиях возможно осуществить переключение киральности в малом диске диаметром 200 нм и толщиной 35 нм за время ~ 5 нс.

В работах [103–107] были проведены экспериментальные и теоретические исследования резонансной динамики сильно связанных пар вихрей в эллиптических нанодисках с магнитными слоями одинаковой толщины, разделенными тонким немагнитным слоем. В [105] для аналитического исследования было использовано уравнение Тилля с учетом инерционного слагаемого и неньютонского гироскопического члена с производной по времени третьего порядка. Потенциальная энергия сильной связи ядер двух вихрей анализируется аналитически, а для малых расстояний между центрами ядер вихрей используется линейное приближение для потенциальной силы взаимодействия вида (5.2). Показано, что резонансная динамика двух типов связанных вихревых пар (параллельной и антипараллельной конфигурации полярности вихрей) принципиально различаются. Сильно связанные П-вихри с антипараллельными киральностями обладают коллективным резонансом в режиме противофазного вращения вокруг “центра масс” пары с частотой, на порядок выше гиротропной частоты вращения отдельного ядра вихря. Отдельные состояния вихревой пары, имеющие различные комбинации киральности вихря и полярности ядра, могут быть идентифицированы, используя ответ на статические и динамические поля, что потенциально можно использовать для хранения битов информации. В работе [106] показано, что постоянное магнитное поле в несколько мТл раздвигает ядра, тем самым создавая бистабильное состояние “связанных” и “развязанных” состояний ядер вихрей, время жизни которых при комнатной температуре ограничено микросекундами. В работе [106] экспериментально и теоретически исследованы резонансные свойства сильно связанных П-вихрей с антипараллельными киральностями, при закреплении одного из ядер внутренним дефектом. Показано, что индуцированная динамика вихрей при резонансном возбуждении может быть использована для пиннинга и депиннинга пары вихрей. Закреп-

ленное состояние изменяет частоту резонансных мод в системе и делает возможным устанавливать в определенное устойчивое состояние пару вихрей. Наблюдаемый эффект может быть применен для создания нано-осцилляторов на основе вихрей с перенастраиваемым частотным диапазоном и добротностью. Проиллюстрирована возможность мультиядерной спин-вихревой памяти с резонансной записью информации на различные стабильные состояния вихревой пары. Аналитически показано, что вихревая пара может быть использована в качестве чувствительного наноразмерного зонда для определения дефектов в магнитных наноструктурах. В работе [107] экспериментально при температуре 77 К подтверждены теоретические предсказания [57, 105] о том, что бистабильное состояние “связанных” и “развязанных” состояний ядер вихрей может быть долгоживущим. Используя модель, основанную на уравнениях Тиля со специальным потенциалом межядерного взаимодействия продемонстрирована возможность изменения на порядок величины резонансной частоты колебаний сильно связанной вихревой пары без использования большого по величине постоянного магнитного поля. Используемый для этого эффект обусловлен переключением между двумя устойчивыми состояниями пары вихрей.

В заключение представим кратко работы, направленные на исследование синхронизованных ансамблей вихревых СТНО [113–126]. Как обсуждали выше, СТНО рассматриваются в качестве многообещающей технологической платформы для субмикронных синтезаторов СВЧ. Однако важной проблемой таких устройств, которая мешает их дальнейшей практической реализации, является недостаточная выходная мощность и большая ширина спектра. В качестве решения этой проблемы предлагается создание ансамблей синхронизованных СТНО. Интерес к синхронизации СТНО изначально возник в контексте задачи по увеличению когерентности магнитных осцилляций для соответствия требованиям телекоммуникационных приложений, а также для приложений, связанных с ассоциативной памятью. Проведено несколько важных исследований в области синхронизации СТНО с использованием различных физических механизмов связей: последовательное электрическое соединение нескольких СТНО [117–119], распространение спиновых волн [127–129], а также синхронизация магнитных вихрей через антивихрь [130]. Коллективные гиротропные моды коренным образом улучшат спектральные характеристики осцилляторной системы [131]. Коллективная динамика магнитостатически связанных вихрей была изучена экспериментально и теоретически для случая малых амплитуд колебаний, возбужденных внешним радиочастотным по-

лем [132, 133] и спин-поляризованным током [134]. В работах [113, 115, 116] была разработана теоретическая модель, описывающая дипольную синхронизацию вихревых СТНО; модель основана на линеаризации связанных уравнений Тиля вблизи предельного цикла и использовании параметром, полученных из компьютерного моделирования. Отметим также, что в последнее время магнитные вихри и вихревые СТНО активно исследуют в контексте разработки и создания аппаратной базы устройств искусственного интеллекта [135], обзор последних работ на эту тему можно найти в работе [136].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре рассмотрен ряд важных работ, которые сформировали направление современной спинтроники, связанное с фундаментальными и прикладными исследованиями вихревых магнитных структур. Показаны как основные экспериментальные успехи и достижения в этой области, так и актуальные теоретические подходы и методы, используемые для исследования вихревых структур и их динамики, возбуждаемой спиновым током и магнитным полем. За пределами обзора, из-за ограниченности его объема, остались такие важные направления исследований, связанные с магнитными вихрями, как оптические методы контроля вихревой динамики, вихревая спин-орбитроника, коллективная динамика ансамблей вихревых структур и др.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-12-50046.

Acknowledgments: The reported study was funded by RFBR, project number 20-12-50046.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Slonczewski J.* Current-driven excitation of magnetic multilayers // *J. Magn. Magn. Mater.* 1996. V. 159. L1.
2. *Berger L.* Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 54. P. 9353.
3. *Tsoi M., Jansen A.G.M., Bass J., Chiang W.C., Seck M., Tsoi V., Wyder P.* Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 80. P. 4281.
4. *Myers E.B., Ralph D.C., Katine J.A., Louie R.N., Buhrman R.A.* Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices // *Science.* 1999. V. 285. P. 867.
5. *Katine A., Albert F.J., Buhrman R.A., Myers E.B., Ralph D.C.* Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co/Cu/Co Pillars // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. P. 3149.
6. *Звездин А.К., Хвальковский А.В., Звездин К.А.* Обобщенное уравнение Ландау-Лифшица и про-

- цессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах // УФН. 2008. V. 178. № 4. P. 436–442.
7. Wolf S.A., Awschalom D.D., Buhrman R.A., Daughton J.M., Molnar S. von, Roukes M.L., Chtchelkanova A.Y., Treger D.M. Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future, *Science*. 2001. V. 294. P. 1488.
 8. Khvalkovskiy A.V., Apalkov D., Watts S., Chepulskiy R., Beach R.S., Ong A., Tang X., Driskill-Smith A., Butler W.H., Visscher P.B., Lottis D., Chen E., Nikitin V., Krounbi M. Basic principles of STT-MRAM cell operation in memory arrays // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2013. V. 46. P. 074001.
 9. Allwood D.A., Xiong G., Faulkner C. C., Atkinson D., Petit D., Cowburn R.P. Magnetic domain-wall logic // *Science*. 2005. V. 309. P. 1688.
 10. Chanthbouala A., Matsumoto R., Grollier J., Cros V., Anane A., Fert A., Khvalkovskiy A.V., Zvezdin, K. Nishimura K.A., Nagamine Y., Maehara H., Tsunekawa K., Fukushima A., Yuasa S. Vertical-current-induced domain-wall motion in MgO-based magnetic tunnel junctions with low current densities // *Nature Physics*. 2011. V. 7. P. 626–630.
 11. Kiselev S.I., Sankey J.C., Krivorotov I.N., Emley N.C., Schoelkopf R.J., Buhrman R.A., Ralph D.C. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current // *Nature*. 2003. V. 425. P. 380–383.
 12. Dussaux A., Georges B., Grollier J., Cros V., Khvalkovskiy A.V., Fukushima A., Konoto M., Kubota H., Yakushiji K., Yuasa S., Zvezdin K.A., Ando K., Fert A. Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions // *Nature Commun.* 2010. V. 1:8.
 13. Rippard W.H., Pufall M.R., Kaka S., Russek S.E., Silva T.J. Direct-Current Induced Dynamics in $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ Point Contacts // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. P. 027201.
 14. Krivorotov I.N., Emley N.C., Sankey J.C., Kiselev S.I., Ralph D.C., Buhrman R.A. Time-Domain Measurements of Nanomagnet Dynamics Driven by Spin-Transfer Torques // *Science*. 2005. V. 307. P. 228.
 15. Jenkins A., Lebrun R., Grimaldi E., Tsunegi S., Bortolotti P., Kubota H., Yakushiji K., Fukushima A., De Loubens G., Klein O., Yuasa S., Cros V. Spin-torque resonant expulsion of the vortex core for an efficient radiofrequency detection scheme // *Nature Nanotechnol.* 2016. V. 11. P. 360.
 16. Skirdkov P., Popkov A., Zvezdin K. Vortex spin-torque diode: The impact of DC bias // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 113. P. 242403.
 17. Bohlens S., Krüger B., Drews A., Bolte M. et al. Current controlled random-access memory based on magnetic vortex handedness // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 93. P. 142508.
 18. Nakano K., Chiba D., Ohshima N., Kasai S., Sato T. et al. All-electrical operation of magnetic vortex core memory cell // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 99. P. 262505.
 19. Grollier J., Querlioz D., Camsari K.Y., Everschor-Sitte K., Fukami S., Stiles M.D. Neuromorphic spintronics // *Nat Electron.* 2020. V. 3. P. 360–370.
 20. Shen L., Xia J., Zhao G., Zhang X., Ezawa M., Tretjakov O.A., Liu X., Zhu Y. Spin torque nano-oscillators based on antiferromagnetic skyrmions // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 114. P. 042402.
 21. Everschor-Sitte K., Masell J., Reeve R.M., Klaui M. Perspective: Magnetic skyrmions-Overview of recent progress in an active research field // *J. Appl. Phys.* 2018. V. 124. P. 240901.
 22. Wang S., Qaiumzadeh A., Brataas A., Current-Driven Dynamics of Magnetic Hopfions // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123. P. 147203.
 23. Zheng F., Rybakov F.N., Borisov A.B., Song D. et al. Experimental observation of chiral magnetic bobbers in B20-type FeGe // *Nature Nanotech.* 2018. V. 13. P. 451–455.
 24. Wen Y., Feng Z., Miao B.F., Cao R.X., Sun L., You B., Wu D., Zhang W., Jiang Z.S., Cheng R., Ding H.F. Fast and controllable switching the circulation and polarity of magnetic vortices // *JMMM*. 2014. V. 370. P. 68–75.
 25. Peng R.-C., Hub J.-M., Yang T., Cheng X., Wang J.-J., Huang H.-B., Chen L.-Q., Nan C.-W. Switching the chirality of a magnetic vortex deterministically with an electric field // *Mater. Res. Lett.* 2018. V. 6. № 12. P. 669–675.
 26. Орлов В.А., Руденко Р.Ю., Кобяков А.В., Лукьяненко А.В., Ким П.Д., Прокопенко В.С., Орлова И.Н. О динамике намагниченности в двумерных массивах квадратных микроэлементов // *ЖЭТФ*. 2018. V. 153. № 4. С. 635–648.
 27. Shinjo T., Okuno T., Hassdorf R., Shigeto K., Ono T. Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy // *Science*. 2000. V. 289. № 5481. P. 930–932.
 28. Wu J., Carlton D., Park J., Meng Y. et al. Direct observation of imprinted antiferromagnetic vortex states in $\text{CoO}/\text{Fe}/\text{Ag}(001)$ discs // *Nature Phys.* 2011. V. 7. P. 303–306.
 29. Mironov V.L., Gribkov B.A., Fraerman A.A., Gusev S.A., Vdovichev S.N., Karetnikova I.R., Nefedov I.M., Shereshevsky I.A. MFM probe control of magnetic vortex chirality in elliptical Co nanoparticles // *J. Magnetism and Magnetic Materials*. 2007. V. 312. P. 153.
 30. Guslienko K.Yu., Han X.F., Keavney D.J., Divan R., Bader S.D. Magnetic Vortex Core Dynamics in Cylindrical Ferromagnetic Dots // *Phys.Rev.Lett.* 2006. V. 96. P. 067205.
 31. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
 32. Корзунин Л.Г., Изможеров И.М. Численное моделирование влияния неоднородностей на свойства наноструктур намагниченности // *ФММ*. 2021. V. 122. P. 183.
 33. Usov N.A., Peschany S.E. Magnetization curling in a fine cylindrical particle // *J. Magn. Magn. Mater.* 1993. V. 118. L290–L294.
 34. Cowburn R.P., Welland M.E. Phase transitions in planar magnetic nanostructures // *Appl. Phys. Lett.* 1998. V. 72. P. 2041.

35. *Guslienko K.Y.* Magnetic vortex state stability, reversal and dynamics in restricted geometries // *J. Nanosc. Nanotechn.* 2008. V. 8. P. 2745–2760.
36. *Metlov K., Guslienko K.* Stability of magnetic vortex in soft magnetic nano-sized circular cylinder // *J. Magn. Magn. Mater.* 2002. V. 242–245. № 2. P. 1015–1017.
37. *Guslienko K., Metlov K.L.* Evolution and stability of a magnetic vortex in a small cylindrical ferromagnetic particle under applied field // *Phys. Rev. B.* 2001. V. 63(10). P. 100403.
38. *Guslienko K.Yu., Novosad V., Otani Y., Shima H., Fukamichi K.* Field evolution of magnetic vortex state in ferromagnetic disks // *Applied Physics Letters.* 2001. V. 78. P. 3848–3850.
39. *Chappert C., Fert A., Van Dau A.F.* The emergence of spin electronics in data storage // *Nature Mater.* 2007. 6. P. 813–823.
40. *Thiele A.A.* Applications of the gyrocoupling vector and dissipation dyadic in the dynamics of magnetic domains // *J. Appl. Phys.* 1974. V. 45. № 1. P. 377–393.
41. *Huber D.L.* Dynamics of spin vortices in two dimensional planar magnets // *Phys. Rev. B.* 1982. V. 26. № 7. P. 3758–3765. ()
42. *Huber D.L.* “Equation of motion of a spin vortex in a two-dimensional planar magnet”, *J. Appl. Phys.* 1982. V. 53. № 3. P. 1899–1900.
43. *Mertens F.G., Bishop A.R.* Dynamics of vortices in two-dimensional magnets // *Nonlinear Science at the Dawn of the 21th Century* / Ed. By P.L. Christiansen, M.P. Soerensen, A.C. Scott. Berlin: Springer-Verlag, 2000. P. 137–170.
44. *Sheka D.D.* Field momentum and gyroscopic dynamics of classical systems with topological defects // *J. Phys. A: Mathematical and General.* 2006. V. 39. № 50. P. 15477–15489.
45. *Khvalkovskiy A.V., Grollier J., Dussaux A., Zvezdin K.A., Cros V.* Vortex oscillations induced by spin-polarized current in a magnetic nanopillar: Analytical versus micromagnetic calculations // *Phys. Rev. B.* 2009. V. 80. P. 140401.
46. *Gaididei Y., Kravchuk V., Sheka D.* Magnetic Vortex Dynamics Induced by an Electrical Current // *International J. Quantum Chemistry.* 2010. V. 110. P. 8397.
47. *Ivanov B.A., Zaspel E.* Excitation of Spin Dynamics by Spin-Polarized Current in Vortex State Magnetic Disks // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 247208.
48. *Усов Н.А., Песчаный С.Е.* Вихревое распределение намагниченности в тонком ферромагнитном цилиндре // *ФММ.* 1994. V. 78. № 6. С. 13–24.
49. <http://math.nist.gov/oommf/>.
50. <http://mumax.github.io/>.
51. <http://nmag.soton.ac.uk/nmag/>.
52. <http://www.micromagus.de/home.html>.
53. <https://deparques.co.uk/2014/05/30/list-micromagnetic-simulation-software/>.
54. *Berkov D.V., Miltat J.* Spin-torque driven magnetization dynamics: Micromagnetic modeling // *J. Magnetism and Magnetic Materials.* 2008. V. 320. P. 1238–1259.
55. *Leliaert J., Mulkers J.* Tomorrow’s micromagnetic simulations // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 125. P. 180901.
56. *Ivanov B.A., Avanesyan G.G., Khvalkovskiy A.V., Kulagin N.E., Zaspel C.E., Zvezdin K.A.* Non-newtonian dynamics of the fast motion of a magnetic vortex // *J. Experimental and Theoretical Physics Letters.* 2010. V. 91. № 4. P. 178.
57. *Cherepov S.S., Koop B.C., Korenivski V., Worledge D.C., Galkin A.Yu., S.Khymyn R., Ivanov B.A.* Core-core dynamics in spin vortex pairs // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 109. P. 097204.
58. *Kim P.D., Orlov V.A., Prokopenko V.S., Zamai S.S., Prints V.Ya., Rudenko R.Yu., Rudenko T.V.* On the Low-frequency resonance of magnetic vortices in micro- and nanodots // *Physics of the Solid State.* 2015. V. 57. P. 29–36.
59. *Guslienko K.Y., Kakazei G.N., Ding J., Liu X.M., Adeyeye A.O.* Giant moving vortex mass in thick magnetic nanodots”, *Scientific Reports.* 2015. V. 5:13881.
60. *Goiriena-Goikoetxea M., Guslienko K.Y., Rouco, I. Orue M., Berganza E., Jaafar M., Asenjo A., Fernandez-Gubieda M.L., Fernández Barquín L., García-Arriba A.* Magnetization reversal in circular vortex dots of small radius // *Nanoscale.* 2017. V. 9. P. 11269–11278.
61. *Косевич А.М., Воронов В.П., Манжос И.В.* Нелинейные коллективные возбуждения в легкоплоскостном магнетике // *ЖЭТФ.* 1983. V. 84. № 1. С. 148–160.
62. *Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С.* Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны // Киев: Наукова думка, 1983. С. 192.
63. *Иванов Б.А., Шека Д.Д.* Вихри в конусной фазе классического квазидвумерного ферромагнетика // *ФНТ.* 1995. V. 21. № 10. С. 1148–1156.
64. *Ivanov B.A., Wysin G.M.* Magnon modes for a circular two-dimensional easy-plane ferromagnet in the cone state // *Phys. Rev. B.* 2002. V. 65. № 13. P. 134434.
65. *Кравчук В.П., Шека Д.Д.* Тонкий ферромагнитный нанодиск в поперечном магнитном поле // *ФТТ.* 2007. Т. 49. № 10. P. 1834–1841.
66. *Dussaux A., Khvalkovskiy A.V., Bortolotti P., Grollier J.R., Cros V., Fert A.* Field dependence of spin-transfer-induced vortex dynamics in the nonlinear regime // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 86. P. 014402.
67. *G. de Loubens, Riegler A., Pigeau B., Lochner F., Boust F., Guslienko K.Y., Hurdequint H., Molenkamp L.W., Schmidt G., Slavin A.N., Tiberkevich V.S., Vukadinovic N., Klein O.* Bistability of vortex core dynamics in a single perpendicularly magnetized nanodisk // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. P. 177602.
68. *Guslienko K.Yu., Han X.F., Keavney D.J., Divan R., Bader S.D.* Magnetic Vortex Core Dynamics in a Ferromagnetic Dot // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 96. P. 067205.
69. *Skirdkov P.N., Popkov A.F., Zvezdin K.A.* Vortex spin-torque diode: The impact of DC bias // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 113. P. 242403.

70. Skirdkov P.N., Zvezdin K.A. Spin-Torque Diodes: From Fundamental Research to Applications // *Annalen der Physik*. 2020. V. 532. P. 12.
71. Skirdkov P.N., Belanovsky A.D., Zvezdin K.A., Zvezdin A.K., Locatelli N., Grollier J., Cros V. Influence of shape imperfection on dynamics of vortex spin-torque nano-oscillator // *SPIN*. 2012. 02, 01. P. 1250005.
72. Орлов В.А., Патрин Г.С., Орлова И.Н. Взаимодействие магнитного вихря с неоднородностью магнитной анизотропии // *ЖЭТФ*. 2020. V. 158. Вып. 4(10). С. 672–683.
73. Kuepferling M., Zullino S., Sola A., Van de Wiele B., Durin G., Pasquale M., Rott K., Reiss G., Bertotti G. Vortex dynamics in Co–Fe–B magnetic tunnel junctions in presence of defects // *J. Applied Physics*. 2015. V. 117. P. 17E107.
74. Okuno T., Shigeto K., Ono T., Mibu K., Shinjo T. MFM study of magnetic vortex cores in circular permalloy dots: behavior in external field // *J. Magn. Magn. Mater.* 2002. V. 240. P. 1–6.
75. Thiaville A., Garcia J.M., Dittrich R., Miltat J., Schrefl T. Micromagnetic study of Bloch-point-mediated vortex core reversal // *Phys. Rev. B*. 2003. V. 67. P. 094410.
76. Wang R., Dong X. Sub-nanosecond switching of vortex cores using a resonant perpendicular magnetic field // *Applied Physics Letters*. 2012. V. 100. P. 082402.
77. Yoo M.-W., Lee J., Kim S.-K. Radial-spin-wave-mode-assisted vortex-core magnetization reversals // *Applied Physics Letters*. 2012. V. 100. P. 172413.
78. Keavney D.J., Cheng X.M., Buchanan K.S. Polarity reversal of a magnetic vortex core by a unipolar, nonresonant in-plane pulsed magnetic field // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 94. P. 172506.
79. Hertel R., Gliga S., Fahnle M., Schneider C.M. Ultrafast Nanomagnetic Toggle Switching of Vortex Cores // *Phys Rev Lett*. 2007. V. 98. P. 117201.
80. Caputo J.-G., Gaididei Y., Mertens F.G., Sheka D.D. Vortex Polarity Switching by a Spin-Polarized Current // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98. P. 056604.
81. Yamada K., Kasai S., Nakatani Y., Kobayashi K. et al. Electrical switching of the vortex core in a magnetic disk // *Nature Mater.* 2007. V. 6. P. 270–273.
82. Sheka D.D., Gaididei Y., Mertens F.G. Current induced switching of vortex polarity in magnetic nanodisks // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 91. P. 082509.
83. Jin W., He H., Chen Y., Liu Y. Controllable vortex polarity switching by spin polarized current // *J. Appl. Phys.* 2009. V. 105. P. 013906.
84. Khvalkovskiy A.V., Slavin A.N., Grollier J., Zvezdin K.A., Guslienko K.Y. Critical velocity for the vortex core reversal in perpendicular bias magnetic field // *Appl. Phys. Letters*. 2010. V. 96(2). P. 022504.
85. Liu Y., Gliga S., Hertel R., Schneider C.M. Current-induced magnetic vortex core switching in a Permalloy nanodisk // *Appl. Phys. Letters*. 2007. V. 91. P. 112501.
86. Uhlir V., Urbánek M., Hladik L., Spousta J. et al. Dynamic switching of the spin circulation in tapered magnetic nanodisks // *Nature Nanotech.* 2013. V. 8. P. 341–346.
87. Locatelli N., Ekomasov A.E., Khvalkovskiy A.V., Azamatov Sh.A., Zvezdin K.A., Grollier J., Ekomasov E.G., Cros V. Reversal process of a magnetic vortex core under the combined action of a perpendicular field and spin transfer torque // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 102. P. 062401.
88. Yamada K., Kasai S., Nakatani Y., Kobayashi K., Ono T. Current-induced switching of magnetic vortex core in ferromagnetic elliptical disks // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 96. P. 192508.
89. Kima S.-K., Choi Y.-S., Lee K.-S., Guslienko K.Y., Jeong D.-E. Electric-current-driven vortex-core reversal in soft magnetic nanodots // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 91. P. 082506.
90. Nakano K., Chiba D., Ohshima N., Kasai S., Sato T., Nakatani Y., Sekiguchi K., Kobayashi K., Ono T. All-electrical operation of magnetic vortex core memory cell // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 99. P. 262505.
91. Guslienko K.Yu., Buchanan K.S., Bader S.D., Novosad V. Dynamics of coupled vortices in layered magnetic nanodots // *Appl. Phys. Lett.* 2005. V. 86. P. 223112.
92. Locatelli N., Naletov V.V., Grollier J., de Loubens G., Cros V., Deranlot C., Ulysse C., Faini G., Klein O., Fert A. Dynamics of two coupled vortices in a spin valve nanopillar excited by spin transfer torque // *Appl. Phys. Letters*. 2011. V. 98. № 6. P. 062501.
93. Cherepov B.C., Koop A.Y., Galkin R.S., Khymyn B.A., Ivanov D.C., Worledge V., Korenivski. Core-core dynamics in spin vortex pairs // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 109. P. 097204.
94. Sluka V., Kakay A., Deac A.M., Burgler D.E., Schneider C.M., Hertel R. Spin-torque-induced dynamics at fine-split frequencies in nano-oscillators with two stacked vortices // *Nat. Commun.* 2015. V. 6. P. 6409.
95. Locatelli N., Lebrun R., Naletov V., Hamadeh A., De Loubens G., Klein O., Grollier J., Cros V. Improved Spectral Stability in Spin-Transfer Nano Oscillators: Single Vortex Versus Coupled Vortices Dynamics // *IEEE Trans. magn.* 2015. V. 51. P. 4300206.
96. Hamadeh A., Locatelli N., Naletov V., Lebrun R., Loubens G., Grollier J., Klein O., Cros V. Origin of spectral purity and tuning sensitivity in a spin transfer vortex nano-oscillator // *Phys. Rev. Letters*. 2014. V. 11. № 25. P. 257201.
97. Ekomasov A., Stepanov S., Zvezdin K., Ekomasov E. Influence of perpendicular magnetic field and polarized current on the dynamics of coupled magnetic vortices in a thin nanocolumnar trilayer conducting structure // *Phys. Met. Metal.* 2017. V. 118. № 4. P. 328–333.
98. Екомасов Е.Г., Степанов С.В., Фахретдинов М.И., Антонов Г.И., Екомасов А.Е., Звездин К.А. Связанная динамика магнитных вихрей в трехслойном тонком проводящем пермалловом нанодиске // *Челяб. физ.-матем. журн.*, том 2020. V. 5. № 2. P. 161–17.
99. Stepanov S., Ekomasov A., Zvezdin K., Ekomasov E. Dynamics of coupled magnetic vortices in trilayer conducting nanocylinder // *Phys. the Solid State*. 2018. V. 60. № 6. P. 1055–1060.

100. *Ekomasov A., Stepanov S., Zvezdin K., Ekomasov E.* Spin current induced dynamics and polarity switching of coupled magnetic vertices in three-layer nanopillars // *J. Magn. Magn. Mater.* 2019. V. 471. P. 513–520.
101. *Екомасов Е.Г., Степанов С.В., Звездин К.А., Пугач Н.Г., Антонов Г.И.* Влияние спин-поляризованного тока на динамику и изменение структуры магнитных вихрей в трехслойном проводящем наноцилиндре большого диаметра // *ФММ.* 2021. V. 122. № 3. P. 1–9.
102. *Araujo F.A., Kubota H., Yakushiji K., Fukushima A., Yuasa S.* Nonlinear Behavior and Mode Coupling in Spin-Transfer Nano-Oscillators *Phys. Rev. Appl.* 2014. V. 2. P. 061001.
103. *Shen L., Xia J., Zhao G., Zhang X., Ezawa M., Tretjakov O.A., Liu X., Zhou Y.* Spin torque nano-oscillators based on antiferromagnetic skyrmions // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 114. P. 042402.
104. *Stebliy M.E., Ogniev A.V., Samardak A.S., Kolesnikov A.G., Chebotkevich L.A., Han X.* High-frequency switching of magnetic bistability in an asymmetric double disk nanostructure // *Appl. Phys. Letters.* 2014. V. 104. P. 112405.
105. *Bondarenko A.V., Holmgren E., Koop B.C., Descamps T., Ivanov B.A., Korenivski V.* Stochastic dynamics of strongly-bound magnetic vortex pairs // *AIP Advances.* 2017. V. 7. P. 056007.
106. *Holmgren E., Bondarenko A., Ivanov B.A., Korenivski V.* Resonant pinning spectroscopy with spin-vortex pairs // *Phys. Rev. B.* 2018. V. 97. P. 094406.
107. *Holmgren E., Bondarenko A., Persson M., Ivanov B.A., Korenivski V.* Transient dynamics of strongly coupled spin vortex pairs: Effects of anharmonicity and resonant excitation on inertial switching // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 112. P. 192405.
108. *Jin W., He H., Chen Y., Liu Y.* Controllable vortex polarity switching by spin polarized current // *J. Appl. Phys.* 2009. V. 105. P. 013906.
109. *Lee K.-S., Yoo M.-W., Choi Y.-S., Kim S.-K.* Edge-Soliton-Mediated Vortex-Core Reversal Dynamics // *PhysRevLett.* 2011. V. 106. P. 147201.
110. *Jenkins A.S., Lebrun R., Grimaldi E., Tsunegi S., Bortolotti P., Kubota H., Yakushiji K., Fukushima A., de Loubens G., Klein O., Yuasa S., Cros V.* Spin-torque resonant expulsion of the vortex core for an efficient radiofrequency detection scheme // *Nature Nanotechn.* 2016. V 11. P. 360–364.
111. *Екомасов А., Хвальковский А., Звездин К., Екомасов Е.* Моделирование статического и динамического сценариев переключения поляризации магнитных вихрей в наностолбчатой проводящей трехслойной структуре // *Изв. РАН Сер. физическая.* 2013. Т. 77. № 10. С. 1490–1492.
112. *Екомасов А., Степанов С., Екомасов Е.* Моделирование переключения вихревых коров в наностолбчатой проводящей трехслойной структуре // *Письма о материалах.* 2016. Т. 6. P. 46.
113. *Belanovsky A.D., Locatelli N., Skirdkov P.N., Abreu Araujo F., Grollier J., Zvezdin K.A., Cros V., Zvezdin A.K.* Phase locking dynamics of dipolarly coupled vortex-based spin transfer oscillators // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 85. P. 100409(R).
114. *Locatelli N., Hamadeh A., Abreu Araujo F., Belanovsky A.D., Skirdkov P.N., Lebrun R., Naletov V.V., Zvezdin K.A., Munoz M., Grollier J., Klein O., Cros V., G. de Loubens.* Efficient synchronization of dipolarly coupled vortex-based spin transfer nano-oscillators // *Sci Rep.* 2015. V. 5. P. 17039.
115. *Belanovsky A.D., Locatelli N., Skirdkov P.N., Abreu Araujo F., Grollier J., Zvezdin K.A., Cros V., Zvezdin A.K.* Numerical and analytical investigation of the synchronization of dipolarly coupled vortex spin-torque nano-oscillators // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. P. 122405.
116. *Abreu Araujo F., Belanovsky A.D., Skirdkov P.N., Zvezdin K.A., Zvezdin A.K., Locatelli N., Lebrun R., Grollier J., Cros V., de Loubens G., Klein O.* Optimizing magnetodipolar interactions for synchronizing vortex-based spin-torque nano-oscillators // *Phys. Rev. B.* 2015. V. 92. P. 045419.
117. *Grollier J., Cros V., Fert A.* Synchronization of spin-transfer oscillators driven by stimulated microwave currents // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 73. P. 060409(R).
118. *Tiberkevich V.S., Slavin A.N., Bankowski E., Gerhart G.* Phase-locking and frustration in an array of nonlinear spin-torque nano-oscillators // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 95. P. 262505.
119. *Georges B., Grollier J., Cros V., Fert A.* Impact of the electrical connection of spin transfer nano-oscillators on their synchronization: an analytical study, *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 92. P. 232504.
120. *Ruotolo A., Cros V., Georges B., Dussaux A., Grollier J., Deranlot C., Guillemet R., Bouzehouane K., Fusil S., Fert A.* Phase-locking of magnetic vortices mediated by antivortices // *Nature Nano.* 2009. V. 4. P. 528.
121. *Belanovsky A.D., Locatelli N., Skirdkov P.N., Abreu Araujo F., Grollier J., Zvezdin K.A., Cros V., Zvezdin A.K.* Phase locking dynamics of dipolarly coupled vortex-based spin transfer oscillators // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 85. P. 100409(R).
122. *Belanovsky A.D., Locatelli N., Skirdkov P.N., Abreu Araujo F., Zvezdin K.A., Grollier J., Cros V., Zvezdin.* Numerical and analytical investigation of the synchronization of dipolarly coupled vortex spin-torque nano-oscillators // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. P. 122405.
123. *Zhou Y., Akerman J.* Perpendicular spin torque promotes synchronization of magnetic tunnel junction based spin torque oscillators // *Appl. Phys. Lett.* 2009. V. 94. P. 112503.
124. *Slavin A.N., Tiberkevich V.S.* Nonlinear self-phase-locking effect in an array of current-driven magnetic nanocontacts // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 72. P. 092407.
125. *Slavin A.N., Tiberkevich V.S.* Theory of mutual phase locking of spintorque nanosized oscillators // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 74. P. 104401.
126. *Urazhdin S., Tabor P., Tiberkevich V.S., Slavin A.* Fractional synchronization of spin-torque nano-oscillators // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105. P. 104101.
127. *Kaka S., Puffall M., Rippard W., Silva T., Russek S., Katine J.* Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators // *Nature.* 2005. V. 437. P. 389–392.

128. *Mancoff F.B., Rizzo N.D., Engel B.N., Tehrani S.* // Phase-locking in double point-contact spin-transfer devices, *Nature*. 2005. V. 437. P. 393–395.
129. *Safin A.R., Udalov N.N., Kapranov M.V.* Mutual phase locking of very nonidentical spin torque nanooscillators via spin wave interaction // *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 2014. V. 67. № 2. P. 20601.
130. *Tiberkevich V.S., Slavin A.N., Bankowski E., Gerhart G.* Phase locking of vortex-based spin-torque nanocontact oscillators by antivortices // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 102. P. 052403.
131. *Locatelli N., Naletov V.V., Grollier J., De Loubens G., Cros V., Deranlot C., Ulysse C., Faini G., Klein O., Fert A.* Dynamics of two coupled vortices in a spin valve nanopillar excited by spin transfer torque // *Appl. Phys. Lett.* 2011. V. 98. P. 062501.
132. *Shibata J., Shigeto K., Otani Y.* Dynamics of magnetostatically coupled vortices in magnetic nanodisks // *Phys. Rev. B*. 2003. V. 67. P. 224404.
133. *Vogel A., Drews A., Kamionka T., Bolte M., Meier G.* Influence of dipolar interaction on vortex dynamics in arrays of ferromagnetic disks // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105. P. 037201.
134. *Sugimoto S., Fukuma Y., Kasai S., Kimura T., Barman A., Otani Y. C.* Dynamics of coupled vortices in a pair of ferromagnetic disks // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. P. 197203.
135. *Romera M., Talatchian P., Tsunegi S., Abreu F. Araujo, Cros V., Bortolotti P., Trastoy J., Yakushiji K., Fukushima A., Kubota H., Yuasa S., Ernoult M., Vodenicarevic D., Hirtzlin T., Locatelli N., Querlioz D., Grollier J.* // Vowel recognition with four coupled spin-torque nano-oscillator, *Nature*. 2018. V. 563. P. 230.
136. *Grollier J., Querlioz D., Camsari K.Y., Everschor-Sitte K. et al.* Neuromorphic spintronics // *Nat Electron.* 2020. V. 3. P. 360–370.