

# Сверхбыстрая динамика доменных границ в антиферромагнетиках и ферримагнетиках с температурами компенсации магнитного и углового моментов (Миниобзор)

З. В. Гареева<sup>+\*1)</sup>, С. М. Чен<sup>×2)</sup>

<sup>+</sup> Федеральное государственное бюджетное научное учреждение Институт физики молекул и кристаллов Уфимского федерального исследовательского центра РАН, 450075 Уфа, Россия

\* Башкирский государственный университет, 450076 Уфа, Россия

<sup>×</sup> Laboratory of Dielectric Materials, School of Materials Science and Engineering, Zhejiang University, 310027 Hangzhou, People's Republic of China

Поступила в редакцию 18 июня 2021 г.

После переработки 17 июля 2021 г.

Принята к публикации 17 июля 2021 г.

Большая роль в динамике намагниченности принадлежит доменным границам, которые в настоящее время рассматриваются в качестве активных элементов перспективных спинтронных устройств со сверхбыстрым переключением намагниченности. Представлен обзор результатов исследования динамики доменных границ, индуцированной действием магнитного поля и спин-поляризованных токов в антиферромагнетиках и ферримагнетиках в области компенсации углового момента. На основе решений уравнений Ландау–Лифшица с использованием метода эффективного Лагранжиана получены основные уравнения нелинейной динамики доменных границ в антиферромагнетиках и ферримагнетиках, решение которых позволяет объяснить экспериментально наблюдаемые аномалии в области компенсации. Обсуждаются основные механизмы воздействия спин-поляризованных токов на динамику доменных границ, а также перспективы дальнейших исследований в этом направлении.

DOI: 10.31857/S1234567821160084

**I. Введение.** Сверхскоростная спиновая динамика является одним из наиболее привлекательных направлений спинтроники. Процессы сверхбыстрого переключения намагниченности могут быть использованы при разработке многих устройств хранения, обработки и записи информации. В качестве ключевых элементов таких устройств рассматриваются магнитные доменные границы (ДГ) [1, 2], динамические свойства которых составляют предмет настоящего обзора.

Одной из активно разрабатываемых в этой области идей является магнитная память RTM (*Race Track Memory*), в которой передача информации осуществляется за счет ДГ, перемещающихся по магнитной ленте под действием электрических спин-поляризованных токов [3]. Можно сказать, что именно развитие концепции RTM дало толчок большому числу исследовательских работ по динамике ДГ.

Как оказалось, практической реализации RTM препятствует ряд сложностей, таких как: энергетические потери, обусловленные тепловыми затратами; ограничение предела токов высокой плотности и соответствующее понижение скорости ДГ на ферромагнитных носителях, что вынуждает исследователей искать новые пути управления и приложения микромагнитных объектов.

Другая концепция, озвученная в работе [4], рассматривает ДГ в качестве основного инструмента переключения магнитных состояний в элементе оперативной памяти при условии высоких скоростей перемещения ДГ. Доменные стенки, являясь зародышами новой магнитной фазы, при достижении скоростей порядка нескольких км/с могут обеспечить высокочастотное переключение магнитных состояний.

Для создания платформы таких устройств необходимы материалы, в которых реализуется сверхскоростная динамика намагниченности, оптимальными в этом отношении являются антиферромагнетики и

<sup>1)</sup> e-mail: zukhragzv@yandex.ru

<sup>2)</sup> X. M. Chen.

компенсированные ферримагнетики, в которых скорости доменных границ измеряются в км/с [4–9].

Активное развитие антиферромагнитной спинтроники [10–12] позволило выделить критерии и требования к материалам и микромагнитным объектам, необходимые для практических приложений. К недостаткам антиферромагнетиков можно отнести отсутствие результирующего магнитного момента, что затрудняет экспериментальное обнаружение ДГ и приводит к сложностям в осуществлении целенаправленного управления антиферромагнитной динамикой.

В настоящее время внимание исследователей привлекают ферримагнетики, в которых из-за разницы температур упорядочения магнитных подрешеток реализуются условия компенсации магнитных и угловых моментов. В ферримагнетиках, так же как и в антиферромагнетиках, ДГ могут достигать сверхвысоких скоростей порядка нескольких км/с [4, 5, 7, 9, 13–16], а переключение магнитных состояний занимать доли пикосекунд [4].

Изучению процессов сверхбыстрого переключения намагниченности и спиновой динамики в антиферромагнетиках и ферримагнетиках посвящено большое число научных работ, результаты исследований обсуждаются в ряде обзоров [10, 11, 17–23]. Однако в большей части обзорных работ динамика ДГ рассматривается как частный случай, в качестве одной из иллюстраций особенностей динамических свойств ферримагнетиков в области компенсации. В то же время, накопленный за последние годы материал по движению ДГ в ферри- и антиферромагнетиках требует обобщения и более детального анализа.

В целом, в исследованиях сверхскоростной магнитодинамики можно выделить следующие основные направления: 1) традиционные способы переключения намагниченности и управления динамикой ДГ под действием магнитного поля, исследованные в классических работах [24–28] (II параграф); 2) переключение намагниченности и динамика ДГ, индуцированная действием спин-поляризованных токов, составляющая предмет современных исследований, начало которым было положено в работах Берже [29, 30] (III параграф); 3) оптическое переключение намагниченности, в основе которого лежат работы [31] по сверхбыстрому переключению намагниченности под действием лазерных импульсов фемтосекундного диапазона.

**II. Солитонный механизм динамики ДГ в антиферромагнетиках.** Поскольку механизмы, лежащие в основе антиферромагнитодинамики,

независимо от способов ее возбуждения, в первую очередь связаны с особенностями магнитного упорядочения, вначале мы обратимся к классическим работам по исследованию движения ДГ в антиферромагнетиках, которые позволяют выделить основные направления и подходы к дальнейшему изучению динамики ДГ.

Эксперименты 1970–1980 гг. [24–26, 32, 33] по динамике ДГ показали, что в слабых ферромагнетиках ДГ могут достигать скоростей выше 10 км/с, что указывало на принципиальные отличия динамики антиферромагнетиков от ферромагнетиков, проявляющиеся в отсутствии пороговой скорости Уокера и значительном возрастании скорости ДГ до высоких пороговых скоростей насыщения. Кривые зависимости скорости ДГ от магнитного поля, полученные в экспериментах [33], показаны на рис. 1. Особенностью кривой  $V(H)$  в  $\text{YFeO}_3$  является наличие насыщения зависимости  $V(H)$  при  $V = 20$  км/с, что кардинально отличает ее от подобной кривой для ферромагнетиков.

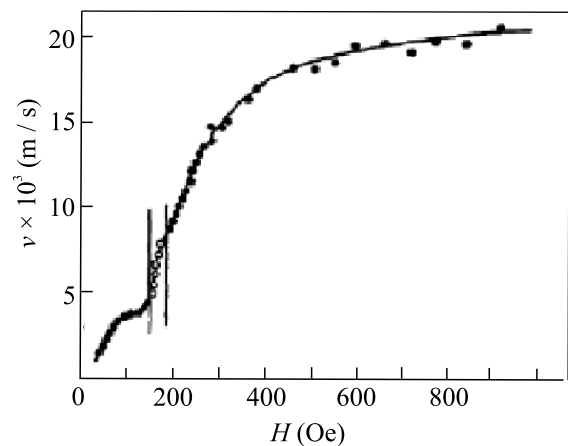


Рис. 1. Зависимость скорости ДГ от магнитного поля в антиферромагнетике  $\text{YFeO}_3$  [33]

В ферромагнитных материалах скорости ДГ ограничены величиной порядка 1 км/с, что объясняется наличием в них так называемого поля Уокера (*Walker breakdown field*) [28]  $H_W = 2\pi M_s$ , где  $M_s$  — намагниченность насыщения. При достижении поля Уокера стационарный процесс движения ДГ с постоянной скоростью прекращается и сменяется нестационарным, что приводит к резкому понижению средней скорости ДГ. Ничего подобного не наблюдается в  $\text{YFeO}_3$  вплоть до полей  $H > 10^3$  Э, используемых в эксперименте [24–26, 32, 33].

Остановимся на теоретическом описании наблюдаемых эффектов на примере  $\text{YFeO}_3$  (рис. 1) или

других редкоземельных ортоферритов (ортохромитов).

В работе [27] на основе уравнения Ландау–Лифшица для двухподрешеточного ферромагнетика было получено уравнение для пространственно-временной зависимости компонент единичного антиферромагнитного вектора  $\mathbf{l} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$ , который является естественным параметром порядка, применимым для описания магнитной динамики антиферромагнетиков

$$\begin{aligned} \ddot{\varphi} - c^2 \nabla^2 \varphi + \frac{2}{\tau} \dot{\varphi} + \omega_R^2 \sin \varphi \cos \varphi = \\ = \gamma \dot{H}_z - \omega_H \omega_D \sin \varphi, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\omega_E = \gamma H_E$ ,  $H_E$  – поле междоузельного обменного взаимодействия,  $\omega_D = \gamma H_D$ ,  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $H_D$  – поле Дзялошинского,  $\omega_R = \gamma \sqrt{H_E H_A} = \gamma \sqrt{2K_u \lambda}$ ,  $H_A = 2K_u/M$ ,  $K_u$  – приведенная энергия магнитной анизотропии в плоскости  $XU$ , в которой также учитывается вклад взаимодействия Дзялошинского–Мория,  $\lambda$  – константа обменного взаимодействия между подрешетками,  $\omega_H = \gamma H$ ,  $H$  – внешнее магнитное поле,  $c = \gamma \sqrt{\frac{2A}{\chi_{\perp}}}$  – скорость магнонов,  $A$  – константа неоднородного обменного взаимодействия,  $\chi_{\perp} = 1/\lambda$ . Первое слагаемое в уравнении (1) является специфическим вращательным моментом для возбуждения спиновой динамики в антиферромагнетиках, по симметрии оно аналогично действию спиновых токов и подробно описано в статье [35].

Уравнение (1) является основным уравнением динамики антиферромагнетиков, именно это уравнение легло в основу  $\sigma$ -алгебры Холдейна и в дальнейшем было широко использовано в работах, посвященных динамике слабых ферромагнетиков и антиферромагнетиков [16, 34–41].

На основе решений уравнения (1) получаются важные физические следствия, которые мы перечислим ниже.

1. Рассмотрим динамику ДГ в отсутствие магнитного поля и диссипации ( $H = 0, \alpha = 0$ ). При таком условии уравнение (1) преобразуется в известное уравнение синус-Гордона, собственные функции которого

$$\varphi(x, t) = 2 \arctan \exp \left( -\frac{x - \dot{q}t}{\Delta(\dot{q})} \right), \quad (2)$$

описывают солитонные решения, а спектр собственных значений – скоростей  $\dot{q}$ , является непрерывным

$$-c < \dot{q} < c. \quad (3)$$

Ширина солитона (т.е. движущейся доменной границы) определяется выражением

$$\Delta = \Delta_0 \left( 1 - \frac{\dot{q}^2}{c^2} \right)^{1/2},$$

где  $\Delta_0 = c/\omega_R$  – ширина покоящейся ДГ, для  $\text{YFeO}_3$   $\Delta_0 \approx 10^{-6}$  см.

Таким образом, при отсутствии магнитного поля и диссипации, движущиеся ДГ являются солитонами, скорости ДГ-солитонов непрерывно изменяются в диапазоне, определяемом соотношением (3), направление движения ДГ не выделяется, при движении ДГ со скоростями, близкими к скорости магнонов  $c$  (квазирелятивистском движении), уменьшается ширина ДГ.

2. Далее рассмотрим движение ДГ в стационарном магнитном поле при наличии диссипации ( $H \neq 0, \alpha \neq 0$ , но  $\dot{H}_z = 0$ ). При этом нелинейное уравнение (1) – уравнение двойного синус-Гордона с диссипацией и магнитным полем ( $\omega_H \neq 0$ ) имеет точное автомодельное решение (2), которое описывает движущуюся ДГ с определенной (!) постоянной скоростью

$$\dot{q} = \frac{\mu H}{\left( 1 + \frac{\mu H}{c^2} \right)^{1/2}}, \quad (4)$$

где  $\mu = \frac{M_s \tau}{m_W}$  – подвижность ДГ,  $m_W = \frac{\sigma_W}{c^2}$  – масса движущейся ДГ,  $\sigma_W = \frac{4\sqrt{AK_u}}{\sqrt{1 - \frac{\dot{q}^2}{c^2}}}$  – энергия движущейся ДГ.

Мы видим, что постоянное магнитное поле снимает вырождение скоростей, имеющее место в отсутствие поля (случай 1) и выделяет единственную скорость ДГ, зависящую от величины и направления магнитного поля, а также скорости магнонов  $c$ .

3. В общем случае, при действии нестационарного магнитного поля ( $H \neq 0, \alpha \neq 0, \dot{H}_z \neq 0$ ) динамика ДГ, как было показано в работе [27], описывается квазиньютоновским уравнением вида

$$\frac{d}{dt}(m_W \dot{q}) + \frac{m_W \dot{q}}{\tau} = 2M_s H, \quad (5)$$

где

$$m_W = \frac{2M_s}{H_d \gamma^2 \Delta(\dot{q})} = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \dot{q}^2/c^2}}, \tau = \frac{2}{\alpha \omega_E}. \quad (6)$$

Это уравнение является аналогом уравнения маятника, все слагаемые уравнения (5) имеют очевидный физический смысл:  $m_W$  – инерция,  $m_W \dot{q}/\tau$  – сила трения, действующая на ДГ,  $2M_s H$  – давление, оказываемое на ДГ со стороны магнитного поля. Полагая  $\frac{d}{dt}(m \dot{q}) = 0$ , из (5) получим уравнение (4).

Описанный выше подход позволяет объяснить ряд экспериментов Четкина, Тсанга, Кониши [24–26, 32, 33], формула (4) при параметрах  $\text{YFeO}_3$   $c = 2 \cdot 10^6$  м/с,  $M_s = 2$  Гс,  $H_D = 2 \cdot 10^5$  Э,  $H_E \approx 10^7$  Э,  $\chi_{\perp} = 10^{-5}$ ,  $\gamma = 1.7$  рад/с хорошо описывает экспериментальные кривые, приведенные на рис. 1. Как видно из уравнения (4), эффекты насыщения скорости ДГ в антиферромагнетиках объясняются квазирелятивистскими эффектами, в данном случае зависимостью массы ДГ от скорости, определяемой формулой (5), такой же зависимостью обладает энергия ДГ  $\sigma_W = m_W c^2$ .

На возникновение квазирелятивистских эффектов в динамике антиферромагнетиков и их влияние на движение антиферромагнитных ДГ, в том числе интерпретацию экспериментально наблюдаемых эффектов насыщения (рис. 1) обращалось внимание в работе [27], позднее к подобным выводам о квазирелятивизме в антиферромагнетиках пришли и другие авторы [36, 42].

В заключение этого параграфа отметим, что условия применимости рассмотренного подхода к описанию динамики ДГ в антиферромагнетике выполняются при

$$\Delta \gg a, \alpha \ll 1, \quad (7)$$

где  $a$  – постоянная решетки кристалла,  $\alpha$  – параметр затухания. С более общей точки зрения можно сказать, что малыми параметрами должны быть углы скола магнитных подрешеток, возникающие как под действием внешнего магнитного поля, поля Дзялошинского, так и в динамике ДГ.

**III. Динамика ДГ под действием спин-поляризованных токов. Спиновые токи и вращательные моменты.** В современных технологических устройствах движение ДГ, в том числе антиферромагнитных ДГ, осуществляется под действием спин-поляризованных токов (СПТ). При этом сохраняется солитонный режим, релятивистские эффекты и другие особенности динамики, обнаруженные при движении ДГ под действием магнитного поля [18, 27, 36].

СПТ – магнитодинамика, развитие которой было положено в работах Грюнберга, Ферта, Слончевского и Берже [43–46], имеет неоспоримые преимущества по сравнению с традиционной динамикой намагниченности, что связано с возможностью записи и считывания информации на магнитных носителях посредством электрического тока. Ее важными составляющими являются спиновые токи и создаваемые ими вращательные моменты. Спиновые токи в магнетиках могут формироваться за счет

действия нескольких механизмов: транспорта спин-поляризованных электронов, спиновых эффектов Холла и Зеебека, спиновых волн-магнонов, оптических возбуждений и шумовых эффектов [29, 45, 47–57]. Определение иерархии взаимодействий, отвечающих за динамику ДГ в сложных многокомпонентных системах, является достаточно сложной задачей.

В пленках металлических магнетиков спиновый транспорт осуществляется, в основном, за счет спин-поляризованных электронов и вращательных моментов, обусловленных передачей спина электрона (*spin transfer torques* – STT). В синтетических структурах, содержащих компоненты тяжелых металлов (Pt, W, Ta, Se, Ir), важную роль играют спин-орбитальные эффекты (взаимодействие Дзялошинского–Мория (ВДМ) и эффекты Рашбы), приводящие к возникновению спин-орбитальных вращательных моментов и связанных с ними спиновых токов Холла. В диэлектрических антиферромагнетиках вращательные моменты, действующие на намагниченности подсистем, могут формироваться за счет спинового тока магнонов.

Модель актуальной СПТ динамики основана на уравнении Ландау–Лифшица – Слончевского [45], в котором учитываются вращающие моменты, связанные с действием СПТ

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} + \mathbf{T}_{ST}, \quad (8)$$

где  $\mathbf{T}_{ST}$  – вращательный момент СПТ, состоящий из двух компонент

$$\mathbf{T}_{ST} = \mathbf{T}_{DL} + \mathbf{T}_{FL},$$

$$\mathbf{T}_{DL} = -\gamma \frac{a_J}{M_s} \mathbf{M} \times \mathbf{M} \times \boldsymbol{\sigma},$$

$$\mathbf{T}_{FL} = -\gamma b_J \mathbf{M} \times \boldsymbol{\sigma},$$

$$a_J = \frac{\hbar J P_{DL}}{2M_s e t}, \quad b_J = \frac{\hbar J P_{FL}}{2M_s e t},$$

где  $\boldsymbol{\sigma}$  – единичный вектор, определяющий направление СПТ,  $J$  – плотность тока,  $e > 0$  – заряд электрона,  $t$  – толщина магнитного слоя,  $P$  – поляризация спинов электронов, для ферромагнетиков отношение поляризации спинов  $P_{FL}/P_{DL} \sim 0.1$ .

Рассмотрим вращательные моменты  $\mathbf{T}_{DL}$  и  $\mathbf{T}_{FL}$ , руководствуясь историческим аспектом и физическими соображениями.

*A. STT управляет ДГ.* Первой, в работах Берже [29, 30], была предложена концепция  $\alpha$ -STT, рассматривающая адиабатический процесс передачи углового вращательного момента

спин-поляризованных электронов проводимости локальной намагниченности образца, так что при прохождении тока через ДГ под действием  $\mathbf{T}_{DL}$  намагниченность поворачивается вокруг СПТ, что приводит к движению ДГ.

Экспериментальные подтверждения движения ДГ под действием коротких (микросекундных) импульсов электрического тока были получены на Ру-пленках [29, 30]. Впоследствии была проведена серия работ по исследованию динамики ДГ в Ру-пленках и нанопроволоках, Co-Gd, а также Co-Tb системах [1, 3, 58–61].

Теоретическое описание динамики ДГ под действием  $\alpha$ -STT впервые было предложено в работе [62], где в уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта был введен вращательный момент

$$\mathbf{T}_\alpha = -u\nabla\mathbf{M},$$

где  $u = \frac{g\mu_B P J_e}{2|e|M_s}$  – дрейфовая скорость,  $P$  – поляризация спинов,  $J_e$  – плотность тока,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $g$  – фактор Ланде. Дальнейшие исследования показали, что  $\alpha$ -STT оказывает влияние на движение ДГ в ферро- и ферримагнетиках, однако в антиферромагнетиках адиабатическая компонента  $\mathbf{T}_{DT}$ , инвариантная по отношению к операции обращения времени, отсутствует [63].

Несколько позже, в работах [64, 65], было исследовано воздействие на динамику намагниченности вращательного момента  $\beta$ -STT, связанного с релаксацией спинов электронов проводимости

$$\mathbf{T}_\beta = -\beta\sigma J_s \mathbf{M} \times \nabla\mathbf{M}.$$

При движении ДГ под действием тока намагниченность выходит из плоскости ДГ, что приводит к появлению размагничивающих полей, которые в свою очередь создают неадиабатический вращающий момент  $\beta$ -STT, оказывающий влияние на динамику ДГ. Этот эффект, названный в работе [66] эффектом внутреннего пиннинга, накладывает ограничения на предельно допустимые плотности токов, необходимые для движения ДГ. По своей природе  $\beta$ -STT аналогичен вращательному моменту, индуцированному действием магнитного поля в ферромагнетике, соответственно при увеличении величины  $\beta$ -STT трансляционное движение ДГ может сопровождаться прецессией.

В общем случае, трансляционное движение ДГ осуществляется за счет  $\alpha$ - и  $\beta$ -компонент STT, однако величина относительного вклада каждого из них зависит от свойств конкретного материала, оптимальные соотношения  $1 < \beta/\alpha < 10$  [67, 68].

*В. SHE управляет ДГ.* В магнетиках с выраженными спин-орбитальными эффектами наряду с вращательными моментами, связанными с переносом спина (STT), реализуются спин-орбитальные вращательные моменты (SOT) [23, 51, 69–72]. Здесь также можно выделить две основные составляющие SOT, связанные с 1) эффектом Эдельштейна–Рашбы или обратным спин-гальваническим эффектом [73, 74] и 2) спиновым эффектом Холла (SHE) [50, 75, 76], при этом в обоих случаях могут реализовываться  $\mathbf{T}_{FL}$  и  $\mathbf{T}_{DL}$  [77].

Вращательные моменты, связанные с эффектом Эдельштейна–Рашбы, создаются спиновыми токами, индуцированными в приграничной области магнитного слоя в пленках синтетических магнетиков, при прохождении электрического тока вдоль границ раздела. Вращательные моменты, связанные со спиновым эффектом Холла (SHE), создаются спиновыми токами, проникающими в приграничную область немагнитного слоя [78–81].

Выделение конкретных спин-орбитальных эффектов при прохождении электрических токов через синтетический антиферромагнетик или ферримагнетик является непростой задачей, СПТ не только оказывают прямое воздействие на магнитную подсистему, но также могут приводить к формированию магнитных подслоев в немагнитной подсистеме [82, 83], вносящих свой вклад в антиферро- и ферримагнитодинамику.

Рассмотрим более подробно действие вращательных моментов  $\mathbf{T}_{SL}$ , связанных с SHE-эффектом, которые вызывают прецессию намагниченности и последующее движение ДГ. В соответствии с работой [78] будем считать, что электрический ток  $j_e$  протекает в  $x$ -направлении, тогда вращательный момент, создаваемый спиновым эффектом Холла, аналогичен действию вращательного момента Слончевского

$$\mathbf{T}_{SL} = -\gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{SL}, \quad (9)$$

где

$$\mathbf{H}_{SL} = -\frac{\hbar\theta_{SH}j_e}{2\mu_0|e|M_s t}\mathbf{m} \times \mathbf{n}_y \quad (10)$$

– эффективное магнитное поле Слончевского,  $j_e$  – плотность электрического тока, направленного вдоль  $x$  – оси,  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $\theta_{SH} = j_s/j_e$  – эффективный угол Холла, определяемый соотношением плотности спинового тока ( $j_s$ ) и плотности электрического тока ( $j_e$ ),  $\mathbf{m}$  – единичный вектор намагниченности,  $t$  – толщина магнитного слоя,  $\mathbf{n}_y$  – единичный вектор, направленный вдоль  $y$ -оси,  $|e|$  – величина заряда электрона,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $\mu_0$  – магнитная постоянная.

Как видно из соотношения (10), для возбуждения динамики ДГ посредством спинового эффекта Холла требуются ДГ с неблоховской структурой. Неблоховская структура ДГ может быть стабилизирована за счет магнитной анизотропии [23, 48, 69–71, 81, 84–86] и реализована, например, в Co-пленках (Ta/CoFe/MgO, Co/Ni/Co, Pt/[Co/Ni], Co/Rh/Co). Именно с этим обстоятельством связан высокий интерес к исследованию динамики ДГ в Co-содержащих системах, изученных в работах [23, 60, 70, 71, 78, 87].

Наиболее интересный результат был получен в работе [88], в которой высокие скорости ДГ (750 м/с) наблюдались в пленках на основе Co/Ni слоев на Pt-подложке, разделенных Ru прослойкой. В этой системе ВДМ, индуцированное Pt-подложкой, приводило к стабилизации ДГ неелевского типа, которые перемещались под действием спиновых токов Холла. Предполагалось, что значительное увеличение скорости ДГ достигалось за счет АФМ упорядочения, полученного вследствие введения Ru-слоя.

Результаты, полученные авторами [88], стимулировали активный интерес к изучению динамики ДГ в синтетических магнетиках с антиферромагнитным упорядочением спинов в области границы раздела слоев. Одно из первых теоретических исследований динамики ДГ синтетических антиферромагнетиков с учетом обменных взаимодействий магнитных подрешеток было проведено в работе [89], где была показана возможность достижения сверхвысоких скоростей неблоховских ДГ до 10 и более км/с, а также определен скоростной предел движения ДГ, ограниченный излучением магнонов.

*С. Контактное воздействие тока на ДГ. NSOT эффект.* В антиферромагнетиках спин-поляризованный ток, наряду с STT- и SHE-эффектами, может индуцировать вращательный момент обменной природы – неелевский спин-орбитальный вращательный момент NSOT, обусловленный наличием нескольких магнитных подрешеток.

Первые теоретические работы по NSOT-эффекту [49] относятся к изучению антиферромагнетиков  $Mn_2Au$  и  $CuMnAs$  с нарушенной PT-симметрией (рис. 2).

В антиферромагнетиках такого типа СПТ индуцирует эффективное магнитное поле и вращательный момент у каждой магнитной подрешетки  $M^A = -M^B$

$$\begin{aligned} \mathbf{V}^{A/B} &= \mathbf{M}^{A/B} \times (\mathbf{z} \times \mathbf{J}), \\ \mathbf{T}^{A/B} &= \mathbf{M}^{A/B} \times \mathbf{V}^{A/B}, \end{aligned} \quad (11)$$

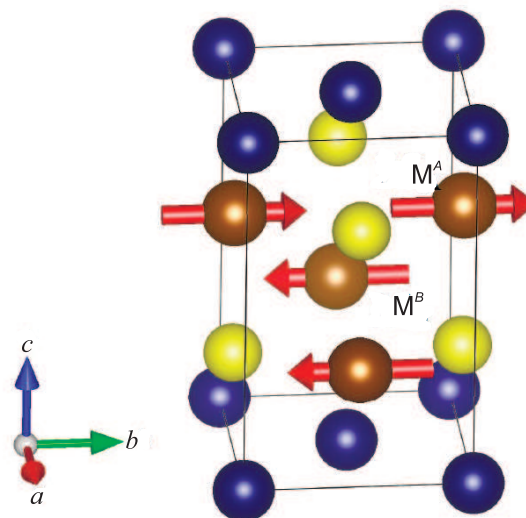


Рис. 2. (Цветной онлайн) Магнитные подрешетки  $CuMnAs$

что приводит к возникновению эффективного магнитного поля Нееля

$$\mathbf{V}^{Neel} = \mathbf{V}^B - \mathbf{V}^A$$

и связанного с ним неелевского спин-орбитального вращательного момента (NSOT)

$$\mathbf{T}^{Neel} = \mathbf{L} \times \mathbf{V}^{Neel}, \quad \mathbf{L} = \mathbf{M}^B - \mathbf{M}^A.$$

Наличие локального эффективного поля  $\mathbf{V}^{Neel}$  и вращающего момента  $\mathbf{T}^{Neel}$  делает принципиально возможным переключение антиферромагнитно-упорядоченных магнитных состояний за счет зеемановского взаимодействия [49, 90–93] и реализацию связанных с этими процессами магниторезистивных эффектов.

Однако, как показывают экспериментальные исследования, прямому переключению магнитных состояний могут препятствовать различные факторы: внутренние напряжения, дефекты, многодоменность исследуемых образцов, как в случае  $CuMnAs$  [94], что может приводить к многошаговому переключению намагниченности.

В экспериментальных работах [90–96] было продемонстрировано переключение антиферромагнитного порядка в  $CuMnAs$  под действием импульсов электрического тока (рис. 3), за счет действия NSOT [92, 93], вращения  $90^\circ$  доменов [90, 94] или предполагаемого движения ДГ [96]. В работах [90, 91] было показано, что в зависимости от характера магнитной анизотропии пленок  $CuMnAs$  возможно как  $90^\circ$ , так и  $180^\circ$  переключение антиферромагнитных

состояний. В последние годы проводятся экспериментальные исследования магниторезистивных эффектов в этих материалах, связанных с процессами спиновой переориентации под действием оптических импульсов и импульсов СПТ [97, 93]. Индуцирован-

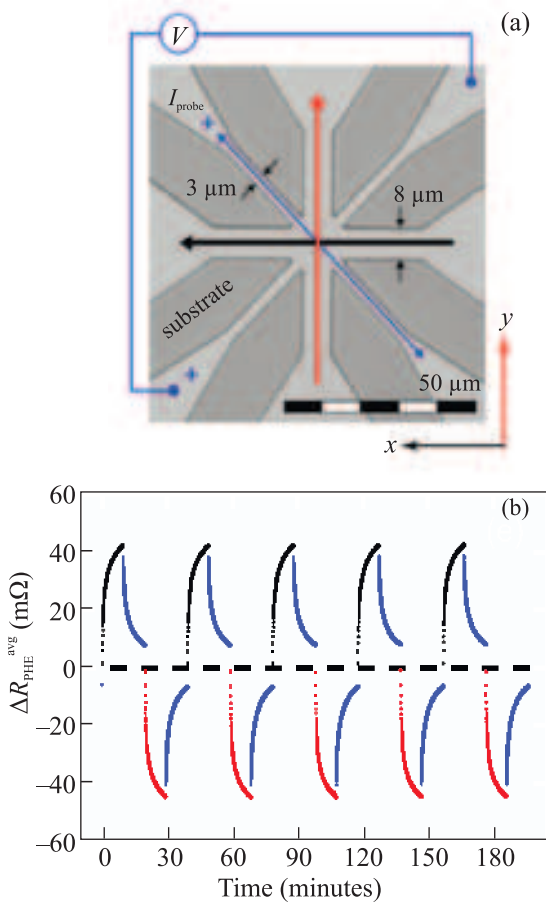


Рис. 3. (Цветной онлайн) Переключение магнитных состояний под действием СПТ в пленках CuMnAs [92]: (a) – оптическая микрофотография структурированной пленки GaAs/CuMnAs/Ti, импульсы тока могут подаваться на линии, параллельные оси  $x$  или  $y$ ; (b) – зависимость усредненной величины планарного сопротивления Холла  $\Delta R_{\text{PHE}}^{\text{avg}}$  от времени,  $T_s = 260$  К,  $j = 5.9 \cdot 10^{10}$  А/м<sup>2</sup>,  $\Delta t = 5$  мкс

ное импульсами СПТ переключение магнитных состояний также наблюдалось в антиферромагнетике  $\text{Mn}_2\text{Au}$  [98], магнитная симметрия которого совпадает с симметрией CuMnAs. Результаты исследования этих процессов в пленках и гетероструктурах на основе  $\text{Mn}_2\text{Au}$  с обсуждением возможных физических механизмов спиновой динамики содержатся в работах [99–104]. Переключение магнитных состояний под действием СПТ также наблюдается в ан-

тиферромагнетиках с ненарушенной РТ-симметрией (NiO/Pt-пленках) [105, 106, 133].

Физическая природа процессов СПТ-переориентации антиферромагнетиков не достаточно ясна. Механизм переключения антиферромагнитных состояний в рассмотренных структурах (CuMnAs,  $\text{Mn}_2\text{Au}$ , NiO/Pt), связанный с движением ДГ обсуждается в работах [91, 96, 107, 108], однако детализация этого процесса требует проведения дополнительных исследований. При пропускании тока через многодоменный образец создается не только NSOT-эффект, на границе  $90^\circ$  доменов благодаря анизотропному магнитосопротивлению возникает градиент температуры, который также вносит вклад в движение ДГ [109]. Результаты моделирования, представленные в работе [110], указывают на необычную сложную динамику ДГ под действием градиента температуры в области компенсации углового момента ферромагнетиков.

В последние годы разрабатывается интересный подход по идентификации антиферромагнитной структуры и целенаправленному переключению магнитных состояний за счет лазерного нагрева системы и одновременного действия СПТ. Как было показано в работах [111–113], локализованное изменение градиента температуры позволяет контролировать антиферромагнитное состояние за счет аномальных эффектов Нернста и Зеебека. При этом одновременное использование СПТ определенной геометрии может индуцировать переключение намагниченности, разворот доменов и движение ДГ. В работах [106, 108, 114] был исследован динамический отклик системы на локальное термическое воздействие в неколлинеарных ( $\text{Mn}_3\text{Sn}$ ) и коллинеарных (CuMnAs) антиферромагнетиках, гетероструктурах NiO/Pt, Pt/NiO/Pt; определены условия, необходимые для выделения заданного механизма переключения магнитных состояний. В частности, исследования, проведенные в [106], показали, что в гетероструктурах механизм переключения магнитных состояний зависит от величины плотности тока  $\mathbf{J}$ , в зависимости от  $\mathbf{J}$ , переключение магнитных состояний может осуществляться через движение ДГ или разворот магнитных доменов.

**IV. Динамика ДГ в ферромагнетиках с точками компенсации магнитного и углового моментов.** В ферромагнетиках с двумя температурами компенсации – компенсации намагниченности  $T_M$  ( $\mathbf{M}_1 = \mathbf{M}_2$ ) и компенсации углового магнитного момента  $T_A$  ( $\mathbf{M}_1/\gamma_1 = \mathbf{M}_2/\gamma_2$ ) – следует ожидать выраженных динамических эффектов, проявляющихся, в том числе, в сверхбыстром движении ДГ. Первые



эксперименты по сверхскоростной динамике в ферримагнетиках [115–117] были проведены на сплавах FeGdCo, в которых, вследствие различия температур магнитного упорядочения редкоземельных ионов (Gd) и ионов переходных металлов (Fe), достигаются  $T_M$  и  $T_A$ .

Наибольший резонанс имела работа 2017 г. группы К. Ж. Ким [7], в которой было продемонстрировано значительное увеличение скорости ДГ до 2 км/с при приближении к точке компенсации углового момента  $T_A$ .

В ходе дальнейших исследований динамики микромагнитных структур (ДГ, вихрей и скирмионов) в ферримагнитных сплавах и пленках синтетических магнетиков, содержащих Gd, Tb и Fe, Co-ионы [4, 13, 14, 17, 55, 88, 119, 134], в пленках ферритов-гранатов [56, 120–123], пленках (Mn<sub>4-x</sub>Ni<sub>x</sub>N) [8] также было обнаружено значительное увеличение скорости ДГ до 4–5 км/с в окрестности  $T_A$ .

На сегодняшний день общепринятой модели для описания динамики ДГ в компенсированных ферримагнетиках пока не существует. Результаты экспериментов объясняются на основе атомистических расчетов, решения уравнений Ландау–Лифшица и использовании методов Лагранжева формализма [7, 17, 41, 124, 125]. Несмотря на некоторые различия, применение этих подходов позволяет объяснить основные механизмы динамики ферримагнетиков в области  $T_A$ .

Приведем краткое описание динамики ДГ в ферримагнетиках, основываясь на методе, разработанном в работах [41, 126, 16] с использованием эффективных функций Лагранжа и Рэля, справедливых в окрестности компенсации углового момента  $T_A$

$$L_{\text{eff}} = \frac{\chi_{\perp}}{2\bar{\gamma}_{\text{eff}}^2} \dot{\mathbf{i}}^2 + \frac{\chi_{\perp}}{\bar{\gamma}_{\text{eff}}} \mathbf{H}[\mathbf{i} \times \dot{\mathbf{i}}] + \frac{\chi_{\perp}}{2\bar{\gamma}_{\text{eff}}^2} (\mathbf{H}^2 - (\mathbf{H} \cdot \mathbf{i})) + m\left(H - \frac{\dot{\varphi}}{\bar{\gamma}_{\text{eff}}}\right) - \Phi(\mathbf{i}),$$

$$R_{\text{eff}} = \frac{\alpha_{\text{eff}}}{2\bar{\gamma}_{\text{eff}}} \dot{\mathbf{i}}^2, \quad (12)$$

где

$$m = \frac{M_2 - M_1}{2}, \quad M = \frac{M_2 + M_1}{2},$$

$$\alpha_{\text{eff}} = \bar{\alpha} \frac{m}{m - m_0}, \quad \bar{\gamma}_{\text{eff}} = \bar{\gamma} \frac{m}{m - m_0},$$

$$\bar{\gamma}_{\text{eff}} = \bar{\gamma} \left(1 - \frac{mm_0}{M^2}\right)^{-1}, \quad m_0 = M \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2},$$

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_1}{\gamma_1} + \frac{\alpha_2}{\gamma_2}, \quad \frac{1}{\bar{\gamma}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2}\right). \quad (13)$$

Уравнения Эйлера–Лагранжа для функционалов (12), как было показано в работе [126], могут

быть преобразованы в уравнения динамики ДГ, аналогичные уравнениям Слончевского [127]

$$\dot{\varphi} \frac{\bar{\alpha} M}{\bar{\gamma} \Delta} = m \left(H - \frac{\dot{\varphi}}{\bar{\gamma}_{\text{eff}}}\right),$$

$$\ddot{\varphi} \frac{\chi_{\perp}}{\bar{\gamma}_{\text{eff}}^2} - \frac{m}{\bar{\gamma}_{\text{eff}}} \frac{\dot{\varphi}}{\Delta} - K_{\perp} \sin(2\varphi) + \frac{\bar{\alpha} M}{\bar{\gamma}} = 0. \quad (14)$$

Как следует из уравнений (14), скорость и подвижность ДГ при малых  $\chi_{\perp} \ll 1$  определяются соотношениями

$$\dot{\varphi} = \frac{m}{M} \bar{\gamma} \Delta H \frac{\bar{\alpha}}{\bar{\alpha}^2 + \left(\frac{m - m_0}{M}\right)^2},$$

$$\mu = \frac{m}{M} \bar{\gamma} \Delta \frac{\bar{\alpha}}{\bar{\alpha}^2 + \left(\frac{m - m_0}{M}\right)^2}, \quad (15)$$

которые имеют особенности при  $m \rightarrow m_0$  (рис. 4). На основе решения уравнений (14) можно показать,

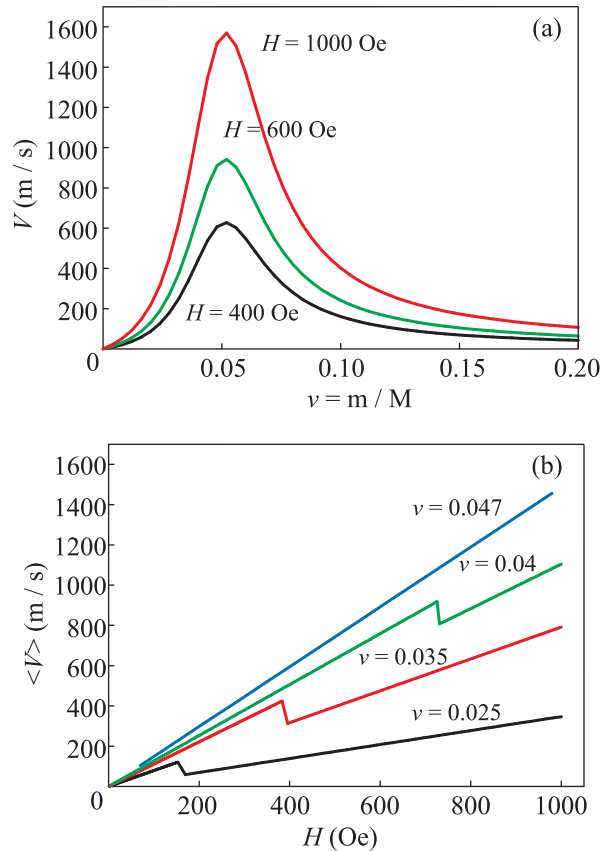


Рис. 4. (Цветной онлайн) Графики зависимости скорости ДГ в ферримагнетике: (а) – от удельной намагниченности ферримагнетика  $\nu(T)$  при разных значениях магнитного поля; (б) – магнитного поля при разных значениях  $\nu$ , теория (аналитическая модель) [126]

что в окрестности  $T_A$  динамика ДГ переходит в беспрецессионный режим (рис. 5), а также наблюдается



резкое увеличение поля Уокера [126]. Исчезновение прецессии намагниченности ДГ вблизи  $T_A$  экспериментально наблюдалось в работе [14].

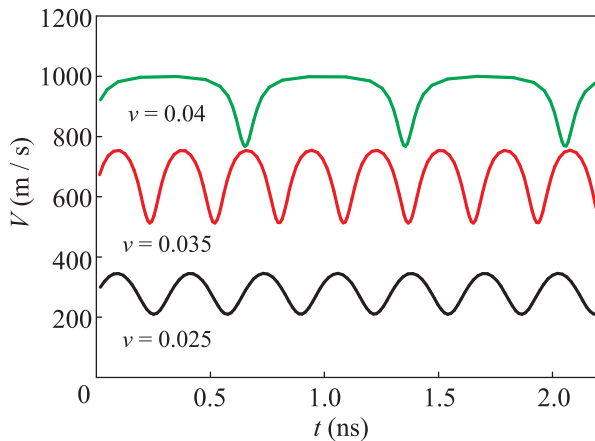


Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимость скорости ДГ от времени при разных значениях удельной намагниченности ферромагнетика  $\nu$ ,  $H = 800$  Э [126]

Кратко остановимся на особенностях динамики ДГ под действием СПТ в пленках синтетических ферромагнетиков с двумя точками компенсации, имеющих большой научный интерес [4, 55, 128, 129]. В ферромагнетиках, так же как в ферро- и антиферромагнетиках, передача вращательных моментов, возникающих при прохождении СПТ, осуществляется за счет механизмов – STT, SOT, SHE, однако в ферромагнетиках они имеют свою специфику.

1) STT, действующие на ДГ в ферромагнетиках, аналогичны STT ферромагнетиков, т.е. в них также выделяются две компоненты  $\mathbf{T}_{DT}$ ,  $\mathbf{T}_{ST}$ . Это отличает их от антиферромагнетиков, в которых, как было упомянуто в предыдущем параграфе, адиабатическая компонента  $\mathbf{T}_{DT}$  отсутствует. Однако, в отличие от ферромагнетиков, в которых ДГ под действием STT перемещается в одном направлении, в ферромагнетиках в области  $T_A$  наблюдается попятное движение ДГ [6, 16, 118, 130]. Качественно этот эффект объясняется тем, что движение ДГ осуществляется, в основном, под действием  $\beta$ -компоненты STT (так же, как и в антиферромагнетике), но в окрестности  $T_A$  реализуется  $\alpha$ -компонента STT, которая влияет на динамику ДГ и приводит к изменению направления ее движения.

2) SHE, реализующиеся в пленках синтетических ферромагнетиков, оказывают преимущественное воздействие на прецессионную динамику ДГ. При температурах, далеких от  $T_A$ , динамика ДГ имеет трансляционный характер, ДГ перемещается в одном направлении; при увеличении плотности

тока скорость ДГ и угол выхода намагниченности из плоскости ДГ – угол прецессии  $\varphi$ , выходят на насыщение. Однако при температурах, приближающихся к  $T_A$ , как следует из расчетов [16, 130, 131], скорость ДГ неограниченно возрастает, наблюдается увеличение подвижности ДГ, прецессия намагниченности исчезает (угол прецессии становится равным нулю). Данные наблюдения подтверждаются результатами экспериментальных исследований динамики ДГ в Pt/CoTb/SiN, Pt/CoGd/TaO<sub>x</sub>, CoFeGd/Pt – пленках с существенным SHE [5, 14, 55].

Резюмируя, ферромагнетики являются перспективными материалами спинтроники, наличие нескольких магнитных подрешеток с различными температурами Кюри приводит к нетривиальной спиновой динамике. За счет наличия двух точек компенсации (температуры компенсации углового момента и температуры компенсации намагниченности) в ряде ферромагнетиков, удается реализовать высокие скорости движения ДГ при условии сохранения нескомпенсированного магнитного момента, что делает их достойной альтернативой материалам антиферромагнитной спинтроники.

**V. Перспективы исследований динамики ДГ.** Высокие скорости движения ДГ при малых энергозатратах, возможность детектирования магнитных возбуждений за счет результирующего магнитного момента делает использование антиферромагнитных и ферромагнитных материалов с температурой компенсации основой прорывных технологий спинтроники. Для внедрения результатов научных исследований в технологический процесс наряду с устойчивой повторяемостью результатов и пониманием управляющих физических механизмов, необходимо разнообразие материалов, в которых могут быть реализованы требуемые эффекты.

Несмотря на достигнутые успехи, продолжается активный поиск новых материалов с двумя точками компенсации, в том числе среди ферромагнитных диэлектриков и полупроводников. Хотя основные результаты по динамике компенсированных ферромагнетиков были получены в соединениях на основе металлов, которые являются проводниками, для ряда практических приложений интерес представляют диэлектрические материалы. В пользу реализации высоких динамических свойств в области компенсации у диэлектрических магнетиков говорят результаты исследований высокоскоростной динамики ДГ в кристаллах и пленках ферритов-гранатов [56, 120–123].

Другой стороной вопроса является величина интервала между точками компенсации ферромагнети-

ков. В редкоземельных сплавах на основе переходных металлов (типа Gd–Co–Fe) разница между температурами компенсации является небольшой, что связано с близкими значениями факторов Ланде редкоземельных ионов (Gd) и ионов переходных металлов (Fe), однако теоретически возможна ситуация, при которой гиротрошные свойства ионов, входящих в структуру магнетика, будут существенно различны, что должно привести к расширению диапазона температур компенсации.

К перспективам дальнейших исследований следует отнести изучение роли взаимодействия Дзялошинского–Мория (ВДМ) в магнитодинамике компенсированных ферримагнетиков. Актуальное сегодня ВДМ реализуется в оксидных магнетиках определенной симметрии, в синтетических многослойных пленках, в состав которых входят тяжелые химические элементы (Pt, Ir, ...) [52, 55, 70, 121, 132]. С одной стороны, ВДМ способствует устойчивости ДГ, что приводит к увеличению величины порога неустойчивости ДГ при действии внешних факторов (магнитное поле, спин-поляризованный ток) и, как следствие, увеличению предельной скорости ДГ в ферромагнетиках [57, 69]. С другой стороны, инверсное ВДМ может служить одной из причин магнитоэлектрических эффектов в мультиферроиках, которые, являясь многоподрешеточными магнетиками, также могут выступать в роли кандидатов на сверхскоростные эффекты, реализуемые в дважды компенсированных ферримагнетках.

Остановившись на новых материалах ферримагнитной динамики, следует упомянуть топологические диэлектрики, которые могут служить буферным элементом в устройствах спинтроники, так как взаимодействие Рашбы позволяет усилить спинорбитальные эффекты, важные для стабилизации киральных магнитных структур, включающих одномерные и двумерные ДГ, и по аналогии с ВДМ [57, 69], улучшающих устойчивость и подвижность ДГ. Использование мультиферроиков и топологических изоляторов в качестве платформы для динамики ДГ позволит реализовать идею бестоковой спинтроники, основанную на энергоэффективном управлении магнитными ДГ электрическим полем.

Изучение динамики намагниченности в диэлектрических антиферромагнетиках в последние годы приобретает все больший интерес, поскольку в диэлектриках вращательные моменты связаны с движением магнонов и в них отсутствуют потери на джоулево тепло, увеличивается длина пробега магнонов, а действие вращательных моментов магнонного тока, также может приводить к переключению

намагниченности [72]. Отметим, что сверхскоростная динамика ДГ, реализованная в антиферромагнитных материалах под действием СПТ, также может быть интересна в нескольких аспектах, высокоскоростные ДГ являются посредниками сверхбыстрого переключения магнитных состояний [98, 105, 107], движение ДГ сопровождается тепловыми волнами, что позволяет использовать их для обмена энергией между различными подсистемами антиферромагнетиков [57].

В материалах, структура и симметрия которых допускает реализацию топологических структур, обусловленных релятивистскими, спинорбитальными и обменными взаимодействиями, механизмы, отвечающие за стабилизацию неоднородных магнитных конфигураций и их динамику, достаточно сложны и требуют дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 20-12-50256. Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 19-52-80024 и National Natural Science Foundation of China (Grant # 51961145105).

Авторы выражают благодарность А. К. Звездину за обсуждение материалов и полезные рекомендации при подготовке обзора.

1. S. S. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science* **320**, 190 (2008).
2. D. A. Allwood, G. Xiong, C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. Cowburn, *Science* **309**, 1688 (2005).
3. M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, and S. S. Parkin, *Science* **320**, 209 (2008).
4. K. Cai, Z. Zhu, J. M. Lee, R. Mishra, L. Ren, S. D. Pollard, P. He, G. Liang, K. L. Teo, and H. Yang, *Nature Electronics* **3**, 37 (2020).
5. L. Caretta, M. Mann, F. Büttner et al. (Collaboration), *Nat. Nanotechnol.* **13**, 1154 (2018).
6. D.-H. Kim, D.-H. Kim, K.-J. Kim, K.-W. Moon, S. Yang, K.-J. Lee, and S. K. Kim, *J. Magn. Mater.* **514**, 167237 (2020).
7. K.-J. Kim, S. K. Kim, Y. Hirata, S.-H. Oh, T. Tono, D.-H. Kim, T. Okuno, W. S. Ham, S. Kim, G. Go, Y. Tserkovnyak, A. Tsukamoto, T. Moriyama, K.-J. Lee, and T. Ono, *Nat. Mater.* **16**, 1187 (2017).
8. S. Ghosh, T. Komori, A. Hallal, J. Peña Garcia, T. Gushi, T. Hirose, H. Mitarai, H. Okuno, J. Vogel, M. Chshiev, J.-P. Attané, L. Vila, T. Suemasu, and S. Pizzini, *Nano Lett.* **21**, 2580 (2021).
9. M. Imai, H. Chudo, M. Matsuo, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Phys. Rev. B* **102**, 014407 (2020).

10. Е. В. Гомонай, В. М. Локтев, *Физика низких температур* **40**(1), 422 (2014).
11. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
12. T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 231 (2016).
13. S. K. Kim, *Nature Electronics* **3**, 18 (2020).
14. E. Haltz, J. Sampaio, S. Krishnia, L. Berges, R. Weil, and A. Mougin, *Sci. Rep.* **10**, 1 (2020).
15. B. Ivanov, E. Galkina, V. Kireev, N. Kulagin, R. Ovcharov, and R. Khumun, *Low Temp. Phys.* **46**, 841 (2020).
16. V. Yurlov, K. Zvezdin, P. Skirdkov, and A. Zvezdin, *Phys. Rev. B* **103**, 134442 (2021).
17. B. Ivanov, *Low Temp. Phys.* **45**, 935 (2019).
18. B. Ivanov, *Low Temp. Phys.* **40**, 91 (2014).
19. А. Р. Сафин, С. А. Никитов, А. И. Кирилук, Д. В. Калябин, А. В. Садовников, П. А. Стремоухов, М. В. Логунов, П. А. Попов, *ЖЭТФ* **158**, 85 (2020).
20. А. М. Калашникова, А. В. Кимель, Р. В. Писарев, *Успехи физических наук* **185**, 1064 (2015).
21. A. Hirohata, K. Yamada, Y. Nakatani, I.-L. Prejbeanu, B. Diény, P. Pirro, and B. Hillebrands, *J. Magn. Magn. Mater.* **509**, 166711 (2020).
22. Ю. С. Орлов, С. В. Николаев, С. Г. Овчинников, А. И. Нестеров, *Письма в ЖЭТФ* **112**, 268 (2020).
23. S.-H. Yang, R. Naaman, Y. Paltiel, and S. S. Parkin, *Nature Reviews Physics* **3**, 3281 (2021).
24. S. Konishi, T. Miyama, and K. Ikeda, *Appl. Phys. Lett.* **27**, 258 (1975).
25. C. H. Tsang, R. L. White, and R. M. White, *J. Appl. Phys.* **49**, 6052 (1978).
26. М. В. Четкин, А. Н. Шальгин, де ла Кампа, *ЖЭТФ* **75**, 2345 (1978).
27. А. К. Зvezdin, *Письма в ЖЭТФ* **29**(10), 605 (1979); arXiv preprint arXiv:1703.01502 (2017).
28. N. L. Schryer and L. R. Walker, *J. Appl. Phys.* **45**, 5406 (1974).
29. L. Berger, *J. Appl. Phys.* **55**, 1954 (1984).
30. C.-Y. Hung and L. Berger, *J. Appl. Phys.* **63**, 4276 (1988).
31. C. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto, A. Itoh, and T. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 047601 (2007).
32. H. Umebayashi and Y. Ishikawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **20**, 2193 (1965).
33. M. Chetkin and A. de la Кампа, *Письма в ЖЭТФ* **27**(3), 168 (1978).
34. А. К. Зvezdin, А. Ф. Попков, *Письма в ЖЭТФ* **39**, 348 (1984).
35. А. К. Зvezdin, А. А. Мухин, *Краткие сообщ. по физике, ФИАН* **12**, 10 (1981).
36. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, М. В. Четкин, *Успехи физических наук* **146**(3), 417 (1985).
37. А. К. Зvezdin, А. Ф. Попков, *Письма в ЖЭТФ* **41**, 90 (1985).
38. А. К. Зvezdin, А. А. Мухин, *Письма в ЖЭТФ* **89**, 385 (2009).
39. А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 286 (2008).
40. Е. Г. Галкина, К. Э. Заспел, Б. А. Иванов, Н. Е. Кулагин, Л. М. Лерман, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 474 (2019).
41. M. Davydova, K. Zvezdin, A. Kimel, and A. Zvezdin, *J. Phys. Condens. Matter* **32**, 01LT01 (2019).
42. F. D. M. Haldane, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1153 (1983).
43. F. Saurenbach, U. Walz, L. Hinchey, P. Grünberg, and W. Zinn, *J. Appl. Phys.* **63**, 3473 (1988).
44. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
45. J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
46. L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
47. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Nature* **464**, 262 (2010).
48. L. Liu, O. Lee, T. Gudmundsen, D. Ralph, and R. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 096602 (2012).
49. J. Železný, H. Gao, K. Vyborský, J. Zemen, J. Mašek, A. Manchon, J. Wunderlich, J. Sinova, and T. Jungwirth, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 157201 (2014).
50. J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. Back, and T. Jungwirth, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
51. S. DuttaGupta, T. Kanemura, C. Zhang, A. Kurenkov, S. Fukami, and H. Ohno, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 182412 (2017).
52. R. Bläsing, T. Ma, S.-H. Yang, C. Garg, F. K. Dejene, A. T. N'Diaye, G. Chen, K. Liu, and S. S. Parkin, *Nat. Commun.* **9**, 1 (2018).
53. J. Železný, P. Wadley, K. Olejník, A. Hoffmann, and H. Ohno, *Nat. Phys.* **14**, 220 (2018).
54. T. Jungwirth, J. Sinova, A. Manchon, X. Marti, J. Wunderlich, and C. Felser, *Nat. Phys.* **14**, 200 (2018).
55. S. A. Siddiqui, J. Han, J. T. Finley, C. A. Ross, and L. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 057701 (2018).
56. C. O. Avci, E. Rosenberg, L. Caretta, F. Büttner, M. Mann, C. Marcus, D. Bono, C. A. Ross, and G. S. Beach, *Nat. Nanotechnol.* **14**, 561 (2019).
57. R. M. Otxoa, U. Atxitia, P. E. Roy, and O. Chubykalo-Fesenko, *Communications Physics* **3**, 1 (2020).
58. P. Hansen, C. Clausen, G. Much, M. Rosenkranz, and K. Witter, *J. Appl. Phys.* **66**, 756 (1989).
59. P. Hansen, C. Clausen, G. Much, M. Rosenkranz, and K. Witter, *J. Magn. Magn. Mater.* **113**, 227 (1992).

60. D. Bang and H. Awano, *Appl. Phys. Express* **5**, 125201 (2012).
61. D. Bang, P. Van Thach, and H. Awano, *Journal of Science: Advanced Materials and Devices* **3**, 389 (2018).
62. A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and Y. Suzuki, *Europhys. Lett.* **69**, 990 (2005).
63. K.M. Hals, Y. Tserkovnyak, and A. Brataas, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 107206 (2011).
64. S. Zhang and Z. Li, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 127204 (2004).
65. G. Tatara, T. Takayama, H. Kohno, J. Shibata, Y. Nakatani, and H. Fukuyama, *J. Phys. Soc. Jpn.* **75**, 064708 (2006).
66. T. Koyama, D. Chiba, K. Ueda, K. Kondou, H. Tanigawa, S. Fukami, T. Suzuki, N. Ohshima, N. Ishiwata, Y. Nakatani, K. Kobayashi, and T. Ono, *Nat. Mater.* **10**, 194 (2011).
67. G. Meier, M. Bolte, R. Eiselt, B. Krüger, D.-H. Kim, and P. Fischer, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 187202 (2007).
68. M. Eltschka, M. Wötzel, J. Rhensius, S. Krzyk, U. Nowak, M. Kläui, T. Kasama, R.E. Dunin-Borkowski, L.J. Heyderman, H.J. van Driel, and R.A. Duine, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 056601 (2010).
69. A. Thiaville, S. Rohart, É. Jué, V. Cros, and A. Fert, *EPL (Europhysics Letters)* **100**, 57002 (2012).
70. S.-H. Yang and S. Parkin, *J. Phys. Condens. Matter* **29**, 303001 (2017).
71. A. Cohen, A. Jonville, Z. Liu, C. Garg, P. C. Filippou, and S.-H. Yang, *J. Appl. Phys.* **128**, 053902 (2020).
72. Y. Wang, D. Zhu, Y. Yang et al. (Collaboration), *Science* **366**, 1125 (2019).
73. V. M. Edelstein, *Solid State Commun.* **73**, 233 (1990).
74. V. Bel'kov and S. D. Ganichev, *Semicond. Sci. Technol.* **23**, 114003 (2008).
75. M. I. Dyakonov and V. Perel, *Physics Letters A* **35**, 459 (1971).
76. J. Hirsch, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1834 (1999).
77. A. Manchon, J. Železný, I.M. Miron, T. Jungwirth, J. Sinova, A. Thiaville, K. Garello, and P. Gambardella, *Rev. Mod. Phys.* **91**, 035004 (2019).
78. S. Emori, U. Bauer, S.-M. Ahn, E. Martinez, and G.S. Beach, *Nat. Mater.* **12**, 611 (2013).
79. A. Schellekens, A. van den Brink, J. Franken, H. Swagten, and B. Koopmans, *Nat. Commun.* **3**, 1 (2012).
80. K.-S. Ryu, L. Thomas, S.-H. Yang, and S.S. Parkin, *Appl. Phys. Express* **5**, 093006 (2012).
81. P. Haazen, E. Murè, J. Franken, R. Lavrijsen, H. Swagten, and B. Koopmans, *Nat. Mater.* **12**, 299 (2013).
82. R. M. Rowan-Robinson, A. Stashkevich, Y. Roussigné, M. Belmeguenai, S.-M. Chérif, A. Thiaville, T. Hase, A. Hindmarch, and D. Atkinson, *Sci. Rep.* **7**, 1 (2017).
83. T. Kim, I.H. Cha, Y.J. Kim, G.W. Kim, A. Stashkevich, Y. Roussigné, M. Belmeguenai, S.M. Chérif, A.S. Samardak, and Y.K. Kim, *Nat. Commun.* **12**, 1 (2021).
84. J. Kim, J. Sinha, M. Hayashi, M. Yamanouchi, S. Fukami, T. Suzuki, S. Mitani, and H. Ohno, *Nat. Mater.* **12**, 240 (2013).
85. P. Sethi, S. Krishnia, S. Li, and W. Lew, *J. Magn. Magn. Mater.* **426**, 497 (2017).
86. F. Luo, S. Goolaup, W. C. Law, S. Li, F. Tan, C. Engel, T. Zhou, and W.S. Lew, *Phys. Rev. B* **95**, 174415 (2017).
87. K.-S. Ryu, L. Thomas, S.-H. Yang, and S. Parkin, *Nat. Nanotechnol.* **8**, 527 (2013).
88. S.-H. Yang, K.-S. Ryu, and S. Parkin, *Nat. Nanotechnol.* **10**, 221 (2015).
89. T. Shiino, S.-H. Oh, P.M. Haney, S.-W. Lee, G. Go, B.-G. Park, and K.-J. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 087203 (2016).
90. P. Wadley, B. Howells, J. Železný et al. (Collaboration), *Science* **351**, 587 (2016).
91. J. Godinho, H. Reichlová, D. Kriegner, V. Novák, K. Olejník, Z. Kašpar, Z. Šobáň, P. Wadley, R.P. Campion, R.M. Otxoa, P.E. Roy, J. Železný, T. Jungwirth, and J. Wunderlich, *Nat. Commun.* **9**, 1 (2018).
92. T. Matalla-Wagner, M.-F. Rath, D. Graulich, J.-M. Schmalhorst, G. Reiss, and M. Meinert, *Phys. Rev. Appl.* **12**, 064003 (2019).
93. Z. Kašpar, M. Surýnek, J. Zubáč, F. Krizek, V. Novák, R.P. Campion, M.S. Wörnle, P. Gambardella, X. Marti, P. Němec, K.W. Edmonds, S. Reimers, O.J. Amin, F. Maccherozzi, S.S. Dhesi, P. Wadley, J. Wunderlich, K. Olejník, and T. Jungwirth, *Nature Electronics* **4**, 30 (2021).
94. K. Olejník, V. Schuler, X. Marti, V. Novák, Z. Kašpar, P. Wadley, R.P. Campion, K.W. Edmonds, B.L. Gallagher, J. Garces, M. Baumgartner, P. Gambardella, and T. Jungwirth, *Nat. Commun.* **8**, 1 (2017).
95. M.J. Grzybowski, P. Wadley, K.W. Edmonds, R. Beardsley, V. Hills, R.P. Campion, B.L. Gallagher, J.S. Chauhan, V. Novak, T. Jungwirth, F. Maccherozzi, and S.S. Dhesi, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 057701 (2017).
96. P. Wadley, S. Reimers, M. J. Grzybowski, C. Andrews, M. Wang, J.S. Chauhan, B.L. Gallagher, R.P. Campion, K.W. Edmonds, S.S. Dhesi, F. Maccherozzi, V. Novak, J. Wunderlich, and T. Jungwirth, *Nat. Nanotechnol.* **13**, 362 (2018).
97. J. Volný, D. Wagenknecht, J. Železný, P. Harcuba, E. Duverger-Nedellec, R. Colman, J. Kudrnovský, I. Turek, K. Uhlřřová, and K. Výborný, *Physical Review Materials* **4**, 064403 (2020).

98. S. Y. Bodnar, L. Šmejkal, I. Turek, T. Jungwirth, O. Gomonay, J. Sinova, A. Sapozhnik, H.-J. Elmers, M. Kläui, and M. Jourdan, *Nat. Commun.* **9**, 1 (2018).
99. M. Meinert, D. Graulich, and T. Matalla-Wagner, *Phys. Rev. Appl.* **9**, 064040 (2018).
100. X. Zhou, X. Chen, J. Zhang, F. Li, G. Shi, Y. Sun, M. Saleem, Y. You, F. Pan, and C. Song, *Phys. Rev. Appl.* **11**, 054030 (2019).
101. X.-T. Jia, X.-L. Cai, W.-Y. Yu, L.-W. Zhang, B.-J. Wang, G.-H. Cao, S.-Z. Wang, H.-M. Tang, and Y. Jia, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53**, 245001 (2020).
102. F. Thöle, A. Keliri, and N. A. Spaldin, *J. Appl. Phys.* **127**, 213905 (2020).
103. S. Y. Bodnar, Y. Skourski, O. Gomonay, J. Sinova, M. Kläui, and M. Jourdan, *Phys. Rev. Appl.* **14**, 014004 (2020).
104. R. M. Otxoa, P. E. Roy, R. Rama-Eiroa, J. Godinho, K. Y. Guslienko, and J. Wunderlich, *J. Comput. Phys.* **3**, 1 (2020).
105. L. Baldrati, O. Gomonay, A. Ross, M. Filianina, R. Lebrun, R. Ramos, C. Leveille, F. Fuhrmann, T. R. Forrest, F. Maccherozzi, S. Valencia, F. Kronast, E. Saitoh, J. Sinova, and M. Kläui, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 177201 (2019).
106. I. Gray, T. Moriyama, N. Sivadas, G. M. Stiehl, J. T. Heron, R. Need, B. J. Kirby, D. H. Low, K. C. Nowack, D. G. Schlom, D. C. Ralph, T. Ono, and G. D. Fuchs, *Phys. Rev. X* **9**, 041016 (2019).
107. O. Gomonay, T. Jungwirth, and J. Sinova, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 017202 (2016).
108. T. Janda, J. Godinho, T. Ostatnicky et al. (Collaboration), *Physical Review Materials* **4**, 094413 (2020).
109. S. Selzer, U. Atxitia, U. Ritzmann, D. Hinzke, and U. Nowak, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 107201 (2016).
110. A. Donges, N. Grimm, F. Jakobs, S. Selzer, U. Ritzmann, U. Atxitia, and U. Nowak, *Physical Review Research* **2**, 013293 (2020).
111. S. Seki, T. Ideue, M. Kubota, Y. Kozuka, R. Takagi, M. Nakamura, Y. Kaneko, M. Kawasaki, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 266601 (2015).
112. S. M. Wu, W. Zhang, K. Amit, P. Borisov, J. E. Pearson, J. S. Jiang, D. Lederman, A. Hoffmann, and A. Bhattacharya, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 097204 (2016).
113. M. Ikhlas, T. Tomita, T. Koretsune, M.-T. Suzuki, D. Nishio-Hamane, R. Arita, Y. Otani, and S. Nakatsuji, *Nat. Phys.* **13**, 1085 (2017).
114. H. Reichlova, T. Janda, J. Godinho, A. Markou, D. Kriegner, R. Schlitz, J. Zelezny, Z. Soban, M. Bejarano, H. Schultheiss, P. Nemeč, T. Jungwirth, C. Felser, J. Wunderlich, and S. T. B. Goennenwein, *Nat. Commun.* **10**, 1 (2019).
115. T. Tono, T. Taniguchi, K.-J. Kim, T. Moriyama, A. Tsukamoto, and T. Ono, *Appl. Phys. Express* **8**, 073001 (2015).
116. D.-H. Kim, T. Okuno, S. K. Kim, S.-H. Oh, T. Nishimura, Y. Hirata, Y. Futakawa, H. Yoshikawa, A. Tsukamoto, Y. Tserkovnyak, Y. Shiota, T. Moriyama, K.-J. Kim, K.-J. Lee, and T. Ono, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 127203 (2019).
117. S. Fukuda, H. Awano, and K. Tanabe, *Appl. Phys. Lett.* **116**, 102402 (2020).
118. E. Martínez, V. Raposo, and Ó. Alejos, *J. Phys. Condens. Matter* **32**, 465803 (2020).
119. V. V. Yurlov, K. A. Zvezdin, G. A. Kichin, M. D. Davydova, A. E. Tseplina, N. T. Hai, J.-C. Wu, S.-Z. Ciou, Y.-R. Chiou, L.-X. Ye, T.-H. Wu, R. C. Bhatt, and A. K. Zvezdin, *Appl. Phys. Lett.* **116**, 222401 (2020).
120. V. Randoshkin, V. Polezhaev, N. Sysoev, and Y. N. Sazhin, *Phys. Solid State* **45**, 513 (2003).
121. S. Ding, A. Ross, R. Lebrun, S. Becker, K. Lee, I. Boventer, S. Das, Y. Kurokawa, S. Gupta, J. Yang, G. Jakob, and M. Kläui, *Phys. Rev. B* **100**, 100406 (2019).
122. H.-A. Zhou, Y. Dong, T. Xu, K. Xu, L. Sánchez-Tejerina, L. Zhao, Y. Ba, P. Gargiani, M. Valvidares, Y. Zhao, M. Carpentieri, O. A. Tretiakov, X. Zhong, G. Finocchio, S. K. Kim, and W. Jiang, arXiv:1912.01775 [cond-mat.mtrl-sci].
123. L. Caretta, S.-H. Oh, T. Fakhrlul, D.-K. Lee, B. H. Lee, S. K. Kim, C. A. Ross, K.-J. Lee, and G. S. Beach, *Science* **370**, 1438 (2020).
124. C. Zaspel, E. Galkina, and B. Ivanov, *Phys. Rev. Appl.* **12**, 044019 (2019).
125. D. Loss, D. P. DiVincenzo, and G. Grinstein, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3232 (1992).
126. A. Zvezdin, Z. Gareeva, and K. Zvezdin, *J. Magn. Magn. Mater.* **509**, 166876 (2020).
127. А. Малоземов, Д. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, М. (1982), 382 с.
128. T. Okuno, *Magnetic Dynamics in Antiferromagnetically-Coupled Ferrimagnets: The Role of Angular Momentum*, Springer, Singapore (2020).
129. S. A. Siddiqui, J. Sklenar, K. Kang, M. J. Gilbert, A. Schleife, N. Mason, and A. Hoffmann, *J. Appl. Phys.* **128**, 040904 (2020).
130. E. Haltz, S. Krishnia, L. Berges, A. Mougin, and J. Sampaio, *Phys. Rev. B* **103**, 014444 (2021).
131. E. Martínez, V. Raposo, and Ó. Alejos, *J. Magn. Magn. Mater.* **491**, 165545 (2019).
132. A. Fert, N. Reyren, and V. Cros, *Nat. Rev. Mater.* **2**, 1 (2017).
133. X. Z. Chen, R. Zarzuela, J. Zhang, C. Song, X. F. Zhou, G. Y. Shi, F. Li, H. A. Zhou, W. J. Jiang, F. Pan, and Y. Tserkovnyak, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 207204 (2018).
134. R. Mishra, J. Yu, X. Qiu, M. Motapothula, T. Venkatesan, and H. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 167201 (2017).