

Гиротропные колебания магнитных вихрей в двух взаимодействующих ферромагнитных дисках

Е. В. Скороходов⁺¹⁾, Д. А. Татарский^{+*}, Р. В. Горев⁺, В. Л. Миронов⁺, А. А. Фраерман⁺

⁺Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

^{*}Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 12 сентября 2022 г.

После переработки 4 декабря 2022 г.

Принята к публикации 8 декабря 2022 г.

В работе представлены результаты экспериментальных исследований и численного моделирования гиротропного движения вихревых распределений намагниченности в двух взаимодействующих ферромагнитных дисках. Методом магнитно-резонансной силовой спектроскопии изучена зависимость резонансной частоты коллективной гиротропной моды колебаний вихрей от расстояния между центрами дисков. Из данной зависимости на основе решений уравнения Тила, получена оценка энергии взаимодействия магнитных вихрей в зависимости от расстояния между дисками.

DOI: 10.31857/S123456782302012X, EDN: oexmcq

Явление ферромагнитного резонанса (ФМР) является основой для изучения эффектов магнитного взаимодействия в сложных системах на основе ферромагнетиков. В частности, большое количество работ посвящено изучению межслоевого взаимодействия в многослойных магнитных пленках [1–10]. Однако традиционные ФМР – спектрометры на основе высокочастотных резонаторов позволяют исследовать образцы только в квазиоднородном состоянии в сильном внешнем магнитном поле. Поэтому для изучения ФМР спектров неоднородных состояний в ферромагнитных наночастицах используют спектрометры на основе зауженной копланарной линии и векторного анализатора цепей [11–14]. Эта методика требует создания достаточно больших массивов идентичных элементов на сигнальной шине волновода, что представляет собой трудную технологическую задачу.

Для изучения колебаний намагниченности наносистем в неоднородном магнитном состоянии подходящим инструментом является магнитно-резонансная силовая микроскопия (МРСМ) [15–19]. Данный метод основан на регистрации магнитостатического взаимодействия магнитного зонда сканирующего зондового микроскопа с прецессирующей под действием внешнего сверхвысокочастотного (СВЧ) – поля намагниченностью ферромагнитного образца. МРСМ является высокочувствительным методом, позволяющим изучать спектры ФМР

отдельных ферромагнитных частиц в нулевом магнитном поле и не требует изготовления больших массивов частиц [20, 21].

Одной из важных задач ФМР диагностики является изучение гиротропных колебаний вихревого распределения намагниченности в ферромагнитных дисках субмикронного размера [22–25]. Это связано, прежде всего, с возможностью создания компактных СВЧ генераторов, в которых гиротропные колебания магнитных вихрей используются для модуляции тока через туннельные контакты за счет эффекта гигантского (туннельного) магнитосопротивления (так называемые вихревые спин-трансферные наносцилляторы (ВСТНО) [26–32]. Для получения достаточной генерируемой мощности необходимо синхронизировать несколько ВСТНО, что достигается за счет магнитостатического [33], либо обменного [34] взаимодействия между вихрями. При этом важнейшим параметром, определяющим степень фазовой синхронизации ВСТНО, является величина энергии взаимодействия магнитных вихрей. В настоящей работе представлены результаты МРСМ исследований и численного моделирования резонансных гиротропных колебаний магнитных вихрей в двух взаимодействующих ферромагнитных дисках.

1. Методика эксперимента и моделирование. Массив круглых дисков радиусом 550 нм с разными расстояниями между центрами (рис. 1) был изготовлен на тонкой (толщиной 170 нм) стеклянной подложке методами электронной литографии и ионного травления из пленки пермаллоя (толщи-

¹⁾e-mail: evgeny@ipmras.ru

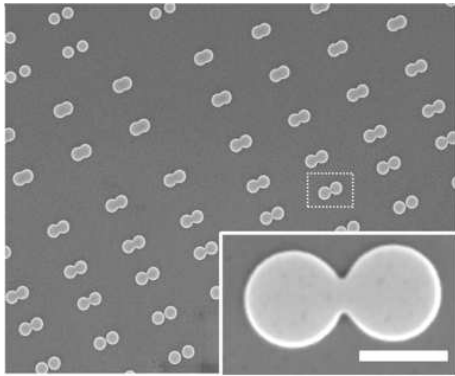


Рис. 1. Изображение в сканирующем электронном микроскопе массива ферромагнитных дисков. На вставке показано изображение двух дисков с перекрытием $v = -10\%$ (соответствует элементу массива, показанному на рисунке пунктирным контуром). Наличие перемычки между дисками связано с «эффектом близости» при изготовлении образцов методом электронной литографии. Размер масштабной метки – 1 мкм

ной 40 нм), полученной методом магнетронного осаждения. Размер образца составлял 3×3 мм. Радиус дисков и расстояния между центрами дисков определялись в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ). Погрешность измерений составляла менее 20 нм.

Для удобства расстояние между дисками характеризовалось с помощью безразмерного параметра $v = \frac{2r-d}{2r} 100\%$ (r – радиус диска, d – расстояние между их центрами). В идеальном исполнении при отрицательных значениях $v < 0$ диски не перекрываются, а при положительных значениях $v > 0$ диски перекрываются. Однако в изготовленных нами структурах перекрытие дисков происходит при $v = -20\%$, поскольку из-за эффекта близости (переэкспонирование резиста) в узкой области между дисками формируется перешеек (см. вставку на рис. 1).

Предварительно образец намагничивался в сильном вертикальном магнитном поле (~ 10 кЭ) так, что вихри имели одинаковое направление коров. Контроль магнитных состояний осуществлялся с помощью магнитно-силового микроскопа (МСМ) “Solver Pro” (“NT-MDT Spectrum Instruments”). В качестве зондового датчика использовались стандартные кантилеверы NSG-01, покрытые слоем Co толщиной 30 нм. При МСМ измерениях применялась двухпроходная методика, в которой на первом проходе регистрировался рельеф поверхности образца, а на втором проходе – распределение изменения фазы колебаний кантилевера вдоль траектории, огибающей рельеф образца [35, 36].

МРСМ измерения проводились в микроскопе, разработанном в ИФМ РАН на базе вакуумного сканирующего зондового комплекса “Solver HV” (“NT-MDT Spectrum Instruments”) [37]. В качестве зондового датчика использовались кантилеверы CSG 10 (ScanSens, GmbH) с жесткостью 0.05 Н/м и резонансной частотой 23 кГц. На фронтальную грань пирамиды наносилась пленка Co (толщиной 100 нм). Измерения проводились в вакууме (давление остаточных газов 10^{-3} Торр), при этом добротность кантилевера составляла ~ 1000 . Зонд располагался над образцом на расстоянии 0.8 мкм в области между дисками.

Для СВЧ-накачки образца использовалась закороченная микрополосковая линия. На закороченной части образуется пучность переменного магнитного поля, куда и помещался исследуемый образец (рис. 2). Источником СВЧ излучения служил ши-

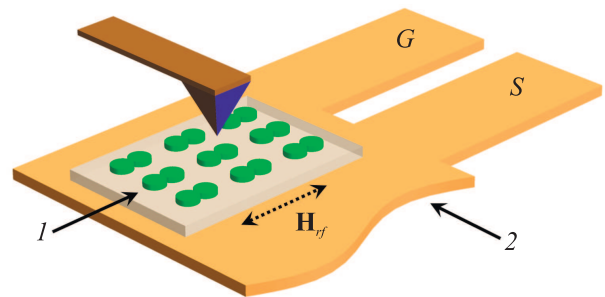


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема МРСМ эксперимента. 1 – Исследуемый образец; 2 – фрагмент закороченной копланарной линии

рокопосный перестраиваемый синтезатор частот SPS-20 (ООО “Спектран”, г. Саратов). СВЧ излучение модулировалось по амплитуде (глубина модуляции 100%) на частоте, соответствующей резонансной частоте кантилевера. В качестве выходного сигнала с помощью синхронного детектора регистрировалась амплитуда вынужденных колебаний кантилевера на частоте модуляции. Зависимости амплитуды колебаний от частоты СВЧ накачки записывались в качестве МРСМ спектров [37].

Образец ориентировался так, чтобы высокочастотное магнитное поле \mathbf{H}_{rf} было направлено в плоскости дисков, вдоль оси, соединяющей их центры (ось X) (см. рис. 3а). Также магнитные состояния и резонансные свойства взаимодействующих дисков моделировалось с помощью симулятора MuMax3, на основе численного решения уравнения Ландау–Лифшица [38, 39]. В расчетах использовались следующие материальные параметры пермаллоя: магнитный момент насыщения $M_s = 900$ Гс, обменная константа $J = 13 \times 10^{-7}$ эрг/см, константа анизотропии $K = 0$, параметр затухания $\alpha = 0.01$ и гиромагнит-

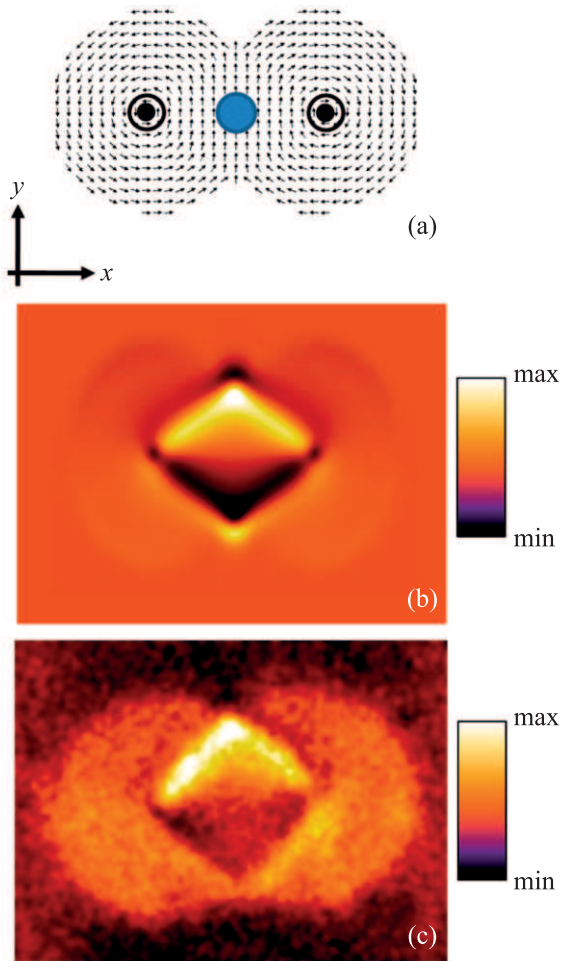


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Результат расчета распределения намагниченности в двух перекрывающихся дисках с магнитными вихрями, имеющими противоположные завихренности. Положение зонда над двойным диском отмечено темным кружком. (б) – Модельное распределение МСМ контраста для двух перекрывающихся дисков. (с) – Экспериментальное МСМ изображение. Перекрывание дисков $v = 20\%$

ное отношение $\gamma/2\pi = 2.95$ ГГц/кЭ. Для моделирования использовалась прямоугольная сетка размером $768 \times 256 \times 1$ с ячейкой $4.3 \times 4.3 \times 40$ нм³. Таким образом, размер ячейки в плоскости образца меньше обменной длины в пермаллое ≈ 5.7 нм. Для определения резонансных частот в численном эксперименте вместо изучения отклика системы на гармоническое внешнее поле, мы использовали кратковременное, фактически дельта-образное, воздействие. С этой целью к дискам с равновесным распределением намагниченности прикладывался импульс магнитного поля величиной 1 Э и длительностью 0.3 нс в направлении оси X. Спектр такого возмущения содер-

жит все возможные частоты (< 3 ГГц) и, в силу линейности рассматриваемой задачи, позволяет найти зависимость восприимчивости системы от частоты. Кор вихря совершает колебания, амплитуда которых уменьшается со временем в силу учета затухания в уравнении Ландау–Лифшица. На рисунке 4а представлена зависимость одной из компонент намагниченности образца $\langle M_x(t) \rangle$ (скобки здесь означают усреднение по образцу, состоящему из двух дисков с перекрытием 20%). Частота, при которой наблюдается максимальная амплитуда колебаний соответствует собственной частоте системы (рис. 4).

2. Результаты и обсуждение. При отрицательных перекрытиях $v < 0$ взаимодействие дисков имеет исключительно магнитостатическую природу. При положительном перекрытии $v > 0$ между дисками дополнительно включается обменное взаимодействие. В этом случае в дисках реализуется состояние, в котором вихри закручены в противоположные стороны. На рисунке 3а приведено модельное распределение намагниченности для дисков с перекрытием $v = 20\%$. В области перекрытия дисков образуется домен ромбической формы с квазиоднородной намагниченностью. Соответствующее данному распределению намагниченности модельное МСМ изображение представлено на рис. 3б. Аналогичное распределение МСМ контраста, соответствующее ромбическому домену, фиксируется на экспериментальном МСМ изображении системы перекрывающихся дисков (рис. 3с).

На рисунке 5 представлены результаты МРСМ измерений (треугольники) и численного моделирования (ромбы) резонансной частоты гиротропной моды колебаний вихрей в зависимости от степени перекрытия дисков. На вставке рис. 5, в качестве примера приведен экспериментальный МРСМ спектр для дисков с перекрытием $v = 20\%$. Разброс резонансных частот для различных пар дисков с одинаковым перекрытием составлял ± 5 МГц.

Из рисунка 5 видно, что резонансная частота гирации существенно уменьшается при сближении дисков, что является результатом как усиления дипольного взаимодействия, так и включения обменного взаимодействия между вихрями. Расчетная зависимость имеет перегиб в точке касания дисков, где в энергии взаимодействия между вихрями появляется обменная составляющая. На экспериментальной зависимости перегиб наблюдается в точке с перекрытием $v = -20\%$. Это связано с тем, что при изготовлении образцов из-за литографического “эффeкта близости” остается перемычка между дисками даже при отрицательных перекрытиях (см. вставку на рис. 1).

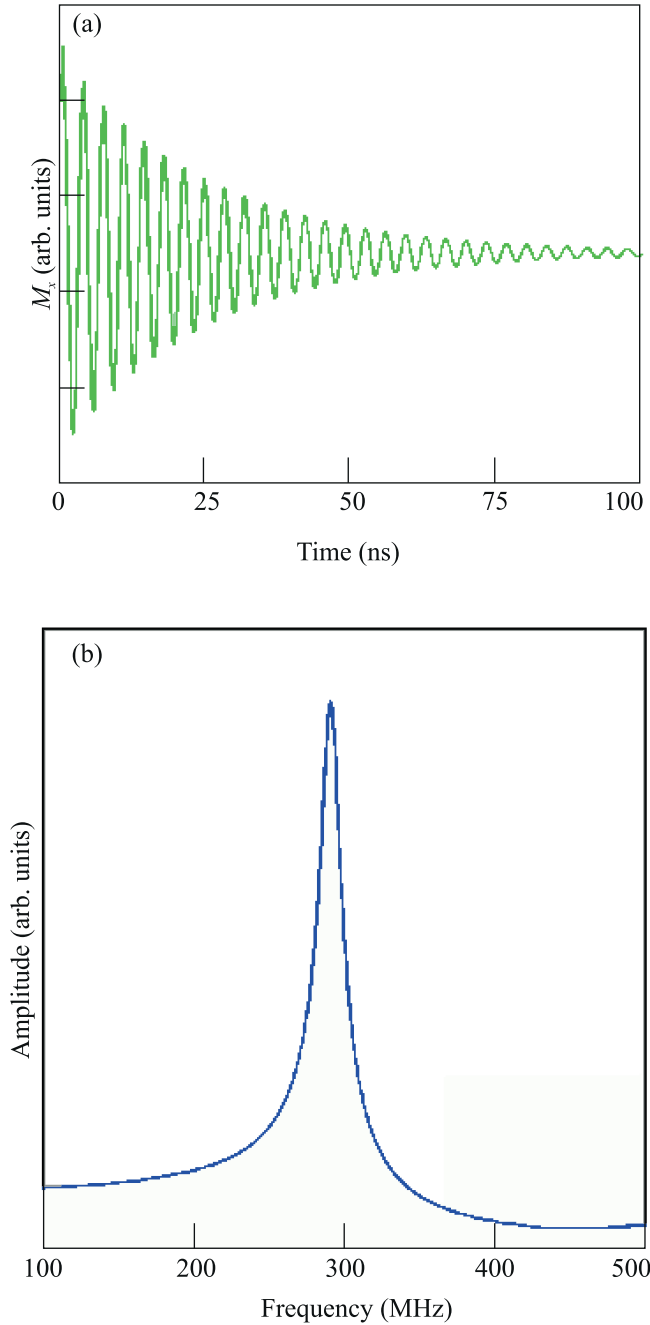


Рис. 4. (Цветной онлайн) Результаты расчета динамики намагниченности. (a) – Зависимость от времени средней по образцу x – компоненты намагниченности $\langle M_x(t) \rangle$ при кратковременном воздействии внешнего поля (см. текст) (b) – Фурье-спектр зависимости $\langle M_x(t) \rangle$. Данные приведены для дисков с перекрытием $\nu = 20\%$

Динамику двух взаимодействующих магнитных вихрей можно описывать с помощью уравнения Тила [40, 41].

$$\mathbf{G}_i \times \frac{\partial \mathbf{X}_i}{\partial t} - \frac{\partial W}{\partial \mathbf{X}_i} = 0, \quad (1)$$

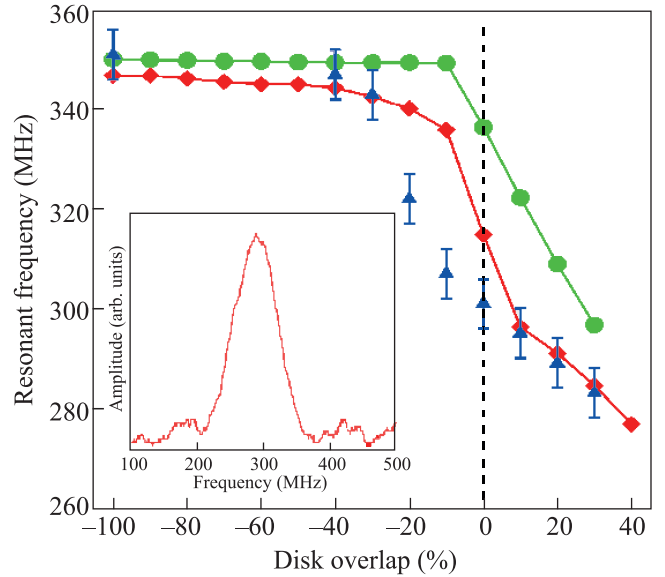


Рис. 5. (Цветной онлайн) Экспериментальная и численно рассчитанная зависимости резонансной частоты системы двух взаимодействующих магнитных вихрей от расстояния между центрами дисков. МРФСМ данные представлены треугольниками. На вставке показан экспериментальный МРФСМ спектр для дисков с перекрытием $\nu = 20\%$. Численно рассчитанные значения резонансных частот показаны ромбами, значения частичных частот показаны кружками

где \mathbf{G}_i – гировектор i -го вихря, \mathbf{X}_i – вектор положения кора i -го вихря. Модуль гировектора оценивается по следующей формуле:

$$G = \frac{2\pi L M_s}{\gamma}, \quad (2)$$

где L – толщина диска, M_s – намагниченность насыщения ферромагнетика.

В рамках простой аналитической модели, в которой вихри считаются линейными осцилляторами, энергию системы можно записать в следующем виде [42]:

$$W = \frac{1}{2}\kappa_1 \mathbf{X}_1^2 + \frac{1}{2}\kappa_2 \mathbf{X}_2^2 + \mu(\mathbf{X}_1 \mathbf{X}_2), \quad (3)$$

где κ_1, κ_2 – коэффициенты “жесткости” каждого из вихрей; μ – коэффициент связи между вихрями. Если вихри считать одинаковыми ($\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa$, $G_1 = G_2 = G$), то выражение для резонансной частоты гиротропной моды имеет простой вид

$$\omega_{\text{res}} = \frac{\kappa}{G} \pm \frac{\mu}{G}, \quad (4)$$

где жесткости κ и коэффициент связи μ являются функциями перекрытия ν . В формуле (4) первое

слагаемое является парциальной частотой $\omega_{\text{part}} = \kappa/G$. Значения парциальных частот в моделировании определялись следующим образом. При приложении сильного магнитного поля, локализованного в центре одного из дисков, кор соответствующего вихря жестко закреплялся и анализировалось гиротропное движение другого кора. На рисунке 5 зависимость парциальной частоты от перекрытия показана кружками. Разница между парциальной частотой и резонансной (нормальной) частотой определяет коэффициент связи μ . В эксперименте однородное СВЧ поле возбуждает лишь ту моду, в которой средние магнитные моменты вихрей колеблются в фазе. При этом, в силу различного направления завихренности, коры вихрей совершают противофазные колебания [43]. Частота этой моды соответствует знаку “-” в формуле (4). Поэтому коэффициент связи μ можно оценить следующим образом:

$$\mu = (\omega_{\text{part}} - \omega_{\text{res}})G. \quad (5)$$

Величина гировектора составляет $G \approx 1.3 \times 10^{-9} \text{ см(Гс)}^2/\text{Гц}$.

Отметим, что разница между резонансной и парциальной частотами, а следовательно, и коэффициент связи μ резко увеличивается в диапазоне перекрытий от -30 до -10% . Именно в этом диапазоне происходит переход от случая чисто магнитостатического взаимодействия к случаю, когда к магнитостатическому добавляется обменное взаимодействие. Для перекрытия 10% коэффициент связи достигает значения $\mu \approx 0.25 \text{ эрг/см}$.

Таким образом, методами МРСМ и численного моделирования исследовано влияние обменного взаимодействия на резонансные свойства системы двух взаимодействующих магнитных вихрей. В рамках простой аналитической модели получена оценка энергии взаимодействия между вихрями, которая показывает, что обменное взаимодействие при перекрытии дисков существенно увеличивает энергию связи вихрей, что можно использовать для фазовой синхронизации ВСТНО.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект # 21-12-00271).

Авторы выражают благодарность И. Ю. Пашенькину за помощь в изготовлении образцов.

1. S. M. Rezende, C. Chesman, M. A. Lucena, A. Azevedo, F. M. de Aguiar, and S. S. P. Parkin, *J. Appl. Phys.* **84**, 958 (1998).
2. A. B. Drovosekov, D. I. Kholin, N. M. Kreines, O. V. Zhotikova, and S. O. Demokritov, *J. Magn. Magn. Mater.* **226**, 1779 (2001).

3. E. S. Demidov, N. S. Gusev, L. I. Budarin, E. A. Karashtin, V. L. Mironov, and A. A. Fraerman, *J. Appl. Phys.* **120**, 173901 (2016).
4. Z. Zhang, L. Zhou, P. E. Wigen, and K. Ounadjela, *Phys. Rev. B* **50**, 6094(1994).
5. L. C. Nagamine, J. Geshev, T. Menegotto, A. A. R. Fernandes, A. Biondo, and E. B. Saitovitch, *J. Magn. Magn. Mater.* **288**, 205 (2005).
6. M. Belmeguenai, T. Martin, G. Woltersdorf, M. Maier, and G. Bayreuther, *Phys. Rev. B* **76**, 104414 (2007).
7. A. B. Drovosekov, D. I. Kholin, and N. M. Kreines, *Low Temp. Phys.* **36**, 808 (2010).
8. S. O. Demokritov, E. Tsybal, P. Grunberg, W. Zinn, and I. K. Schuller, *Phys. Rev. B* **49**, 720 (1994).
9. A. F. Kravets, A. N. Timoshevskii, B. Z. Yanchitsky, M. A. Bergmann, J. Buhler, S. Andersson, and V. Korenivski, *Phys. Rev. B* **86**, 214413 (2012).
10. D. Schwenk, F. Fishman, and F. Schwabl, *Phys. Rev. B* **38**, 11618 (1988).
11. R. Dutra, D. E. Gonzalez-Chavez, T. L. Marcondes, R. L. Sommer, S. O. Parreiras, and M. D. Martins, *Phys. Rev. B* **99**, 014413 (2019).
12. D. E. Gonzalez-Chavez, R. Dutra, W. O. Rosa, T. L. Marcondes, A. Mello, and R. L. Sommer, *Phys. Rev. B* **88**, 104431 (2013).
13. F. G. Aliev, A. A. Awad, D. Dieleman, A. Lara, V. Metlushko, and K. Y. Guslienko, *Phys. Rev. B* **84**, 144406 (2011).
14. R. V. Verba, A. Hierro-Rodriguez, D. Navas, J. Ding, X. M. Liu, A. O. Adeyeye, K. Y. Guslienko, and G. N. Kakazei, *Phys. Rev. B* **93**, 214437 (2016).
15. J. A. Sidles, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2854 (1991).
16. O. Klein, G. de Loubens, V. V. Naletov, F. Boust, T. Guillet, H. Hurdequint, A. Leksikov, A. N. Slavin, V. S. Tiberkevich, and N. Vukadinovic, *Phys. Rev. B* **78**, 144410 (2008).
17. H.-J. Chia, F. Guo, L. M. Belova, and D. McMichael, *Phys. Rev. B* **86**, 184406 (2012).
18. F. Guo, L. M. Belova, and D. McMichael, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 017601 (2013).
19. D. Rugar, O. Zuger, S. Hoen, C. S. Yannoni, H. M. Vieth, and R. D. Kendrick, *Science* **264**, 1560 (1994).
20. B. Pigeau, G. de Loubens, O. Klein, A. Riegler, F. Lochner, G. Schmidt, and L. W. Molenkamp, *Nat. Phys.* **7**, 2631 (2011).
21. B. Pigeau, G. de Loubens, O. Klein, A. Riegler, F. Lochner, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, V. S. Tiberkevich and A. N. Slavin, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 132506 (2010).
22. N. A. Usov and S. E. Peschany, *Phys. Met. Metall.* **12**, 13 (1994).
23. K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *Phys. Rev. B* **65**, 024414 (2001).

24. K.L. Metlov and K.Y. Guslienko, *J. Magn. Magn. Mater.* **242**, 1015 (2002).
25. R. Lehnendorff, D.E. Beurgler, S. Gliga, R. Hertel, P. Grünberg, C. M. Schneider, and Z. Celinski, *Phys. Rev. B* **80**, 054412 (2009).
26. V.S. Pribiag, I.N. Krivorotov, G.D. Fuchs, P.M. Braganca, O. Ozatay, J.C. Sankey, D.C. Ralph, and R.A. Buhrman, *Nat. Phys.* **3**, 498 (2007).
27. Q. Mistral, M. van Kampen, G. Hrkac, J.-V. Kim, T. Devolder, P. Crozat, C. Chappert, L. Lagae, and T. Schrefl, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 257201 (2008).
28. A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A.V. Khvalkovskiy, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K.A. Zvezdin, K. Ando, and A. Fert, *Nat. Commun.* **1**, 8 (2010).
29. S. Petit-Watelot, J.-V. Kim, A. Ruotolo, R.M. Otxoa, K. Bouzehouane, J. Grollier, A. Vansteenkiste, B. van de Wiele, V. Cros, and T. Devolder, *Nat. Phys.* **8**, 682 (2012).
30. A. Slavin and V. Tiberkevich, *IEEE Trans. on Magnetics* **45**, 1875 (2009).
31. Z. Li, Y.C. Li, and S. Zhang, *Phys. Rev. B* **4**, 054417 (2006).
32. M.R. Pufall, W.H. Rippard, S.E. Russek, S. Kaka, and J.A. Katine, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 087206 (2006).
33. A.N. Slavin and V.S. Tiberkevich, *Phys. Rev. B* **74**, 104401 (2006).
34. D.V. Berkov and N.L. Gorn, *Phys. Rev. B* **76**, 144414 (2007).
35. В. Л. Миронов, *Основы сканирующей зондовой микроскопии*, Техносфера, М. (2004).
36. T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Duo, *Science* **289**, 930 (2000).
37. Е. В. Скороходов, М. В. Сапожников, А. Н. Резник, В. В. Поляков, В. А. Быков, А. П. Володин, В. Л. Миронов, *Приборы и техника эксперимента* **5**, 140 (2018).
38. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. van Waeyenberge, *AIP Adv.* **4**, 107133 (2014).
39. D.A. Tatarskiy, V.L. Mironov, E.V. Skorokhodov, and A.A. Fraerman, *J. Magn. Magn. Mat.* **522**, 169152 (2022).
40. A.A. Thiele, *J. Appl. Phys.* **45**, 377 (1974).
41. K.Yu. Guslienko, K.S. Buchanan, S.D. Bader, and V. Novosad, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 223112 (2005).
42. К. А. Звездин, Е. Г. Екомасов, *Физика металлов и металловедение* **123**(3), 219 (2022).
43. V.L. Mironov, D.A. Tatarskiy, A.D. Efimov, and A.A. Fraerman, *IEEE Trans. Magn.* **57**, 4300906 (2021).