

Ферромагнитный резонанс в обменно-связанных магнитных вихрях

© Д.А. Татарский^{1,2}, Е.В. Скороходов¹, В.Л. Мионов¹, С.А. Гусев¹

¹ Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

E-mail: tatarsky@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Приводятся результаты исследования низкочастотного ферромагнитного резонанса в системе двух перекрывающихся пермаллоевых дисков методом магнитно-резонансной силовой спектроскопии. Показано, что резонансная частота гиротропной моды колебаний магнитных вихрей в данной системе существенно зависит от направления завихренности их оболочек. Экспериментальные зависимости резонансных частот различных состояний от внешнего магнитного поля качественно согласуются с результатами микромагнитного моделирования.

Ключевые слова: ферромагнитный резонанс, магнито-резонансная силовая спектроскопия, магнитные вихри.

DOI: 10.21883/FIT.2022.09.52829.40NN

1. Введение

Низкочастотный резонанс колебаний намагниченности магнитного вихря связан с круговым (гиротропным) движением его кора вокруг положения равновесия [1,2]. В последнее время интерес к данному типу осциллирующей намагниченности, значительно возрос в связи с разработкой компактных высокочастотных наногенераторов на основе спин-трансферных вихревых осцилляторов (СТВО) [3,4]. Для повышения генерируемой мощности в литературе предлагается использовать массивы синхронизированных СТВО и, в частности, наиболее перспективными являются массивы наногенераторов с обменной связью [5,6]. В настоящей работе приводятся результаты исследований гиротропных мод колебаний намагниченности в системе двойных, перекрывающихся дисков методом магнитно-резонансной силовой спектроскопии [7,8].

2. Экспериментальные методы и микромагнитное моделирование

Массив ферромагнитных перекрывающихся дисков изготавливался методами электронной литографии и ионного травления. Исходный слой пермаллоя $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (Ру) толщиной 40 нм выращивался методом магнетронного осаждения. В качестве подложек использовались полированные стеклянные пластины (толщиной 180 мкм) и мембраны аморфного нитрида кремния (толщиной 30 нм). На поверхность Ру с помощью центрифугирования наносился слой позитивного электронного резиста (полиметилметакрилат) толщиной 100 нм. Экспонирование

резиста производилось в растровом электронном микроскопе SUPRA 50 VP с литографической приставкой ELPHY PLUS (Carl Zeiss, Германия). В результате был сформирован массив засвеченных участков в виде перекрывающихся дисков диаметром 1 мкм, образующих квадратную решетку с периодом 6 мкм. После этого засвеченные участки резиста удалялись в органическом растворителе так, что в слое резиста образовывался массив соответствующих окон. На подготовленную таким образом структуру наносился слой V (толщиной 20 нм) и слой Pt (толщиной 3 нм). Затем проводилась процедура „Lift-off“ в ацетоне, в результате которой на поверхности пермаллоя оставалась металлическая защитная маска V/Pt в виде массива двойных дисков. На финальной стадии образец подвергался травлению ионами Ar^+ до полного удаления пермаллоя на незащищенных участках пленки. Участок массива полученных элементов в виде двойных дисков показан на рис. 1, а.

Магнитные состояния двойных дисков исследовались методом лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии (ЛПЭМ) [11] на микроскопе LIBRA 200 MC (Carl Zeiss, Йена). Лоренцевские изображения регистрировались при ускоряющем напряжении 200 кВ в режиме френелевского контраста (метод дефокусировки).

Резонансные свойства дисков исследовались с помощью магнитно-резонансного силового микроскопа (MPCM), созданного в ИФМ РАН на базе вакуумного зондового микроскопа „Solver HV“ („NT-MDT Spectrum Instruments“, Зеленоград) [12]. Для регистрации ферромагнитного резонанса (ФМР) применялись зондовые датчики „CSG-01“ („ScanSens“, Hamburg), с острием в виде четырехгранной пирамиды. На фронтальную грань пирамиды наносилась пленка Со (толщиной 100 нм),

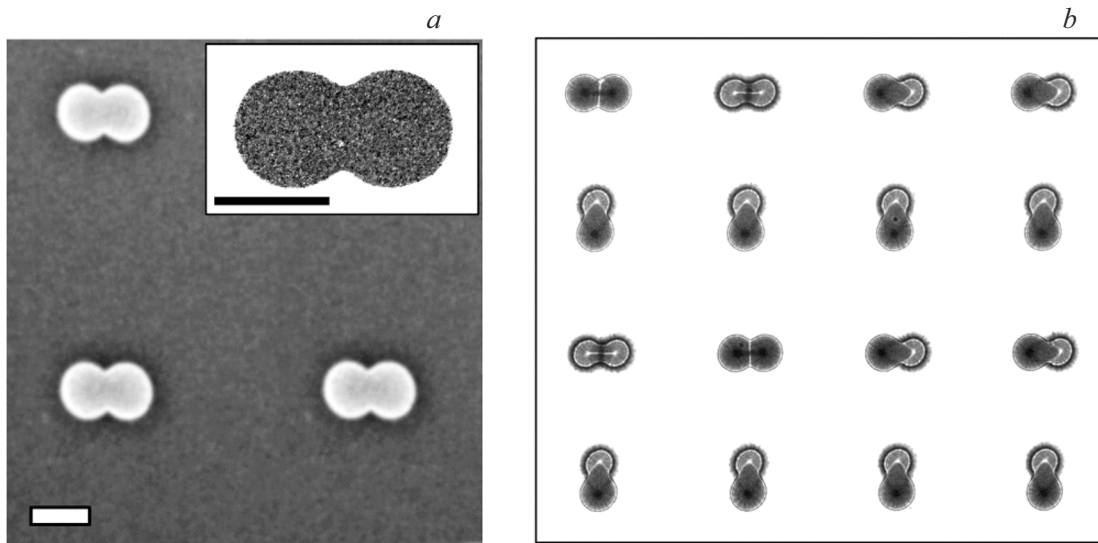


Рис. 1. (а) Микрофотография массива перекрывающихся дисков (РЭМ). На врезке светлопольное изображение отдельной пермаллоевой частицы, полученное в просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ). Размер масштабных меток $1\ \mu\text{m}$. (b) Лоренцевая микрофотография массива частиц.

покрытая защитным слоем Cr (толщиной $10\ \text{nm}$). Жесткость кантилевера составляла $0.003\ \text{N/m}$, резонансная частота — $6.3\ \text{kHz}$. СВЧ накачка образца производилась излучением генератора „SPS 20“ („Спектран“, Саратов) со 100% модуляцией по амплитуде на резонансной частоте кантилевера. Измерения проводились на расстоянии $800\ \text{nm}$ от поверхности. Образец располагался на закороченной копланарной линии в пучности переменного магнитного поля. Мощность СВЧ накачки составляла $P = -2\ \text{dBm}$. Внешнее магнитное поле прикладывалось в плоскости образца. Зонд МРСМ располагался над образцом так, что внешнее магнитное поле было направлено в плоскости магнитного покрытия зонда и перпендикулярно его намагниченности. При этом прикладываемые поля имели небольшие значения (до $\pm 200\ \text{Oe}$) и анизотропия формы магнитного покрытия обеспечивала работу зонда без перемагничивания. Измерения проводились в вакууме (давление остаточных газов $10^{-3}\ \text{Torr}$), при этом добротность кантилевера составляла ~ 1000 . При СВЧ-накачке, коры вихрей движутся по стационарным замкнутым орбитам, близким по форме к окружности. При этом, вблизи коров вихрей образуются области, где намагниченность направлена в противоположную корам сторону. Именно поля рассеяния от этой области дают основной вклад в силу взаимодействия зонда с образцом [13,14].

Численное моделирование динамики намагниченности образца под воздействием высокочастотного магнитного поля и эффектов взаимодействия магнитного вихря с внешним полем проводилось посредством решения уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта с помощью программного пакета MuMax3 [15]. В расчетах использовались следующие материальные параметры пермаллоя: намагниченность в насыщении $M = 890\ \text{kA/m}$, обмен-

ная константа $J = 13 \cdot 10^{-12}\ \text{J/m}$, константа анизотропии $K = 0$, параметр затухания $\alpha = 0.01$ и гиромагнитное отношение $\gamma/2\pi = 2.80\ \text{GHz/kOe}$. Для микромагнитных расчетов использовалась сетка $512 \times 256 \times 1$ узлов. Шаг сетки в латеральном направлении составлял $4\ \text{nm}$, что меньше обменной длины, которая для выбранных параметров составляет $l_{ex} \approx 5\ \text{nm}$. Частотные характеристики системы определялись посредством подачи кратковременного импульса магнитного поля в плоскости образца длительностью $0.1\ \text{ns}$ и амплитудой $1\ \text{Oe}$. При этом записывалась осциллограмма (порядка 100 периодов) релаксационных колебаний среднего значения намагниченности, из которой, посредством быстрого преобразования Фурье, рассчитывался спектр собственных частот системы [16].

3. Результаты и обсуждение

Экспериментально исследовались двойные диски с перекрытием 20%, т.е. расстояние между центрами дисков составляло 80% диаметра. При этом массив состоял из элементов, длинные оси которых были ориентированы перпендикулярно друг другу (рис. 1, b). Таким образом, при наклоне образца и при изменении внешнего магнитного поля (с помощью изменения тока в объективной линзе ПЭМ) можно было одновременно исследовать процесс намагничивания вдоль длинной и вдоль короткой оси двойных дисков.

В зависимости от предварительного намагничивания в двойных дисках реализовывались различные вихревые состояния. При намагничивании вдоль короткой оси системы формировались состояния с разнонаправленной завихренностью оболочек вихрей (рис. 2, a, b). Далее

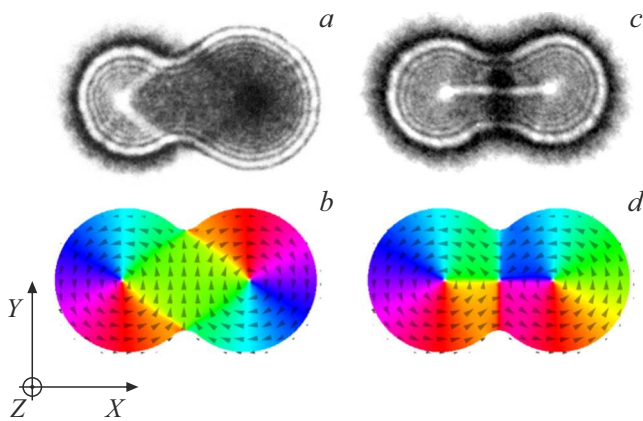


Рис. 2. Микрофотографии двойных дисков с френелевским контрастом и соответствующие модельные распределения намагниченности. (a, b) Состояние VV с разной завихренностью оболочек. (c, d) Состояние VAV с одинаковой завихренностью оболочек.

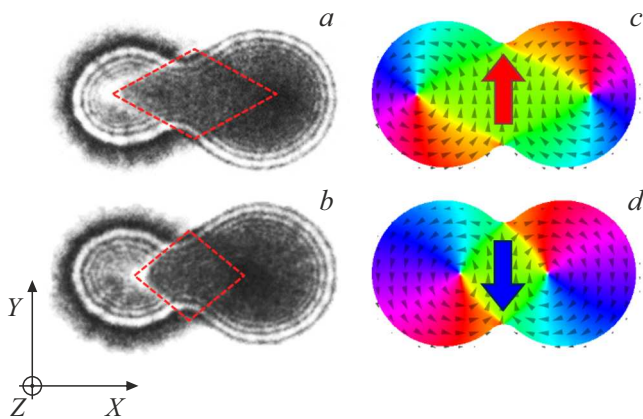


Рис. 3. Изменение состояний VV в двойных дисках под действием внешнего поля, приложенного вдоль оси Y и соответствующие им лоренцевые микрофотографии. Направление приложенное поля показано стрелками. Красные пунктирные линии обозначают границы ромбического домена.

будем обозначать это состояние VV (vortex-vortex). При намагничивании вдоль длинной оси с вероятностью близкой к 50% можно было наблюдать распределения с одинаковой завихренностью оболочек вихрей (рис. 2, c, d). Такое состояние мы обозначаем как VAV (vortex-antivortex-vortex).

При наклонах образца и одновременном небольшом возбуждении объективной линзы (увеличении внешнего магнитного поля, приложенного к структуре) изменялось распределение намагниченности. В случае VV состояния приложении поле изменяло размер центрального ромбического домена (рис. 3). Тогда как при приложении поля к частицам с распределением намагниченности VAV один из вихрей постепенно смещался к краю частицы, тогда как другой вихрь приближался к антивихрю, положение которого практически не изменялось

с приложением поля (рис. 4, a, b). При величине поля порядка 220 Э происходило слияние вихря и антивихря и в частице образовывалось состояние с вихрем в одной половине и квазиоднородным в другой (рис. 4, c, d).

При МРСМ измерениях зонд выставлялся над центром двухдисковой системы и регистрировалась зависимость амплитуды вынужденных колебаний кантилевера от частоты накачки образца для различных значений внешнего магнитного поля. Поле электромагнита прикладывалось в плоскости образца вдоль оси Y (рис. 2). Высокочастотное поле прикладывалось вдоль оси X .

Полевые зависимости резонансных частот обоих состояний существенно различны. Так, при приложении внешнего постоянного магнитного поля к состоянию VV (рис. 3) в зависимости от направления поля по отношению к центральному ромбическому домену, частота либо увеличивается, либо уменьшается. Иначе говоря, частота является монотонной функцией внешнего поля [17–19]. При этом, не наблюдается расщепления частот, так как коры обоих вихрей находятся в зеркальном, но идентичном окружении магнитоэлектрических зарядов, которыми и определяется парциальная частота гиротропного движения каждого из вихрей [20]. На рис. 5 приведены экспериментальная и модельная зависимости резонансной частоты колебаний вихрей от внешнего магнитного поля.

В состоянии VAV полевые зависимости резонансных частот существенно сложнее. Следует отметить, что эволюция состояний VAV во внешнем поле является симметричной и зависит от величины, но не направления поля (рис. 4, a, b). При этом, в исходном состоянии в нулевом поле оба вихря находятся в одинаковом магнитоэлектрическом окружении и наличие двух частот в спектре собственных колебаний обусловлено низкочастотной модой гиротропных колебаний антивихря и высокочастотной модой, связанной с гиротропным движением коры вихрей. При приложении же поля один

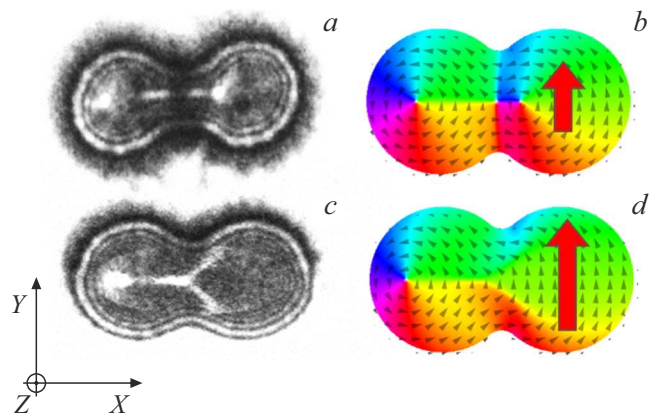


Рис. 4. Изменение состояний VAV в двойных дисках под действием внешнего поля, приложенного вдоль оси Y , и соответствующие им изображения с френелевским контрастом. Направление приложенное поля показано стрелками.

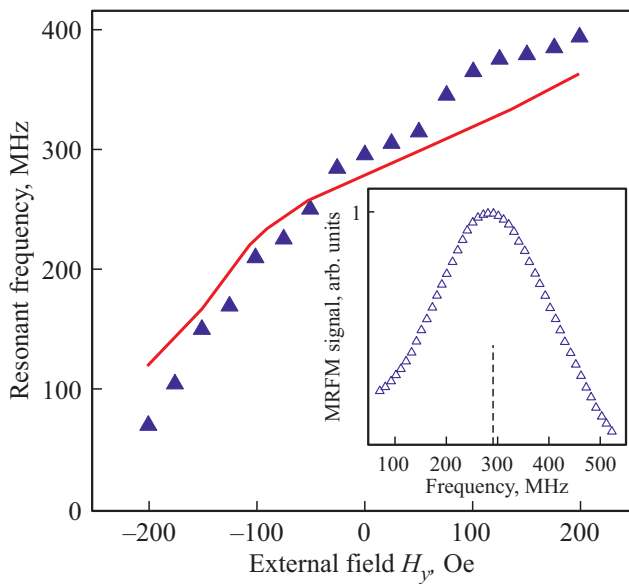


Рис. 5. Зависимость резонансной частоты гиротропных колебаний вихрей в состоянии VV. Экспериментальная зависимость показана треугольниками. Результаты моделирования показаны сплошной кривой. На врезке пример экспериментального спектра.

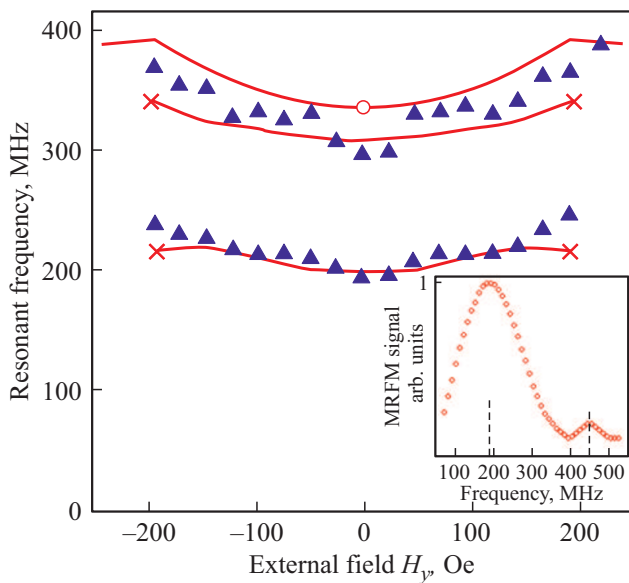


Рис. 6. Зависимость резонансной частоты гиротропных колебаний вихрей в состоянии VAV. Экспериментальная зависимость показана треугольниками. Результаты моделирования показаны сплошными кривыми. На вставке пример экспериментального спектра.

из вихрей смещается ближе к антивихрю, тогда как другой смещается ближе к краю частицы. Следовательно, полевые зависимости спектров, с одной стороны, являются четными по отношению ко внешнему магнитному полю. С другой стороны, существует расщепление высокочастотной ветви при приложении даже малых

полей. При величине поля порядка 220 Oe вихрь и антивихрь сливаются и в частице остается только один вихрь (рис. 4 *c, d*) и только одна резонансная ветка.

4. Заключение

Таким образом, нами проведены MPCM-исследования гиротропных колебаний магнитных вихрей в перекрывающихся дисках, находящихся в VV и VAV состояниях. Показано, что в VV состоянии имеется единственная резонансная мода колебаний, частота которой может перестраиваться в достаточно широких пределах под действием внешнего магнитного поля. С другой стороны, в VAV состоянии имеется несколько резонансных мод колебаний частоты которых слабо (по сравнению с VV состоянием) изменяются под действием внешнего поля. Эффекты переключения распределений намагниченности между VV и VAV состояниями хорошо согласуются с данными лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии. Сильная зависимость резонансной частоты от внешнего поля в VV состоянии могут быть использованы для управления частотой спин-трансферных вихревых наногенераторов и детекторов высокочастотного излучения.

Финансирование работы

Работа выполняется при поддержке Российского научного фонда, проект № 21-72-10176. Использовано оборудование ЦКП „Физика и технология микро- и наноструктур“ (ИФМ РАН).

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] N.A. Usov, L.G. Kurkina. *J. Magn. Magn. Mater.* **242**, 1005 (2002).
- [2] K.Yu. Guslienko, B.A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi. *J. Appl. Phys.* **91**, 8037 (2002).
- [3] V. Pribiag, I. Krivorotov, G. Fuchs, P. Braganca, O. Ozatay, J. Sankey, D. Ralph, R. Buhrman. *Nature Phys.* **3**, 7 498 (2007).
- [4] A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, A. Khvalkovskiy, A. Fukushima, M. Konoto, H. Kubota, K. Yakushiji, S. Yuasa, K. Zvezdin, K. Ando, A. Fert. *Nature Commun.* **1**, 1, 8 (2010).
- [5] S. Erokhin, D. Berkov. *Phys. Rev. B* **89**, 14, 144421 (2014).
- [6] A. Ruotolo, V. Cros, B. Georges, A. Dussaux, J. Grollier, C. Deranlot, R. Guillemet, K. Bouzehouane, S. Fusil, A. Fert. *Nature Nanotechnol.* **4**, 528 (2009).
- [7] I. Lee, Yu. Obukhov, G. Xiang, A. Hauser, F. Yang, P. Banerjee, D.V. Pelekhov, P. Chris Hammel. *Nature Lett.* **466**, 845 (2010).
- [8] H.-J. Chia, F. Guo, L.M. Belova, R.D. McMichael. *Phys. Rev. B* **86**, 184406 (2012).

- [9] В.Л. Миронов, Е.В. Скороходов, Д.А. Татарский, И.Ю. Пашенькин. *ЖТФ* **90**, *11*, 1821 (2020). [V. Mironov, E. Skorokhodov, D. Tatarskiy, I. Pashen'kin. *Tech. Phys.* **65**, *11*, 1740 (2020)].
- [10] D.A. Tatarskiy, V.L. Mironov, E.V. Skorokhodov, A.A. Fraerman. *J. Magn. Magn. Mater.* **552**, 169152 (2022).
- [11] M. Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2909 (2000).
- [12] 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). [E. Skorokhodov, M. Sapozhnikov, A. Reznik, V. Polyakov, V. Bykov, A. Volodin, V. Mironov. *Instrum. Exp. Tech.* **61**, *5*, 761 (2018)].
- [13] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberg. *AIP Advances* **4**, 107133 (2014).
- [14] B. Pigeau, G. de Loubens, O. Klein, A. Riegler, F. Lochner, G. Schmidt, L.W. Molenkamp, V.S. Tiberkevich, A.N. Slavin. *Appl. Phys. Lett.* **96**, 132506 (2010).
- [15] O.V. Sukhostavets, B. Pigeau, S. Sangiao, G. de Loubens, V.V. Naletov, O. Klein, K. Mitsuzuka, S. Andrieu, F. Montaigne, K.Y. Guslienko. *Phys. Rev. B* **111**, 247601 (2013).
- [16] R.D. McMichael, M.D. Stiles. *J. Appl. Phys.* **97**, 10J901 (2005).
- [17] V.L. Mironov, D.A. Tatarskiy, A.D. Efimov, A.A. Fraerman. *IEEE Transact. Magn.* **57**, *10*, 43009006 (2021).
- [18] S. Jain, H. Schultheiss, O. Heinonen, F.Y. Fradin, J.E. Pearson, S.D. Bader, V. Novosad. *Phys. Rev. B* **86**, 214418 (2012).
- [19] K.S. Buchanan, P.E. Roy, M. Grimsditch, Fr.Y. Fradin, K.Yu. Guslienko, S.D. Bader, V. Novosad. *Nature Phys.* **1**, 172 (2005).
- [20] K. Guslienko, B. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi. *J. Appl. Phys.* **91**, *10*, 8037 (2002).

Редактор Ю.Э. Китаев