

01

Совместное влияние магнитного поля и спин-поляризованного тока на переключение полярности магнитных вихрей в спин-трансферном наноосцилляторе

© Е.Г. Екомасов^{1,2}, Г.И. Антонов², В.Н. Назаров³, Н.Г. Пугач⁴¹ Башкирский государственный педагогический университет им. М. Акмуллы, Уфа, Россия² Башкирский государственный университет, Уфа, Россия³ Институт физики молекул и кристаллов Уфимского федерального исследовательского центра РАН, Уфа, Россия⁴ Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, Москва, Россия

E-mail: EkomasovEG@gmail.com

Поступило в Редакцию 20 января 2022 г.

В окончательной редакции 8 июня 2022 г.

Принято к публикации 20 июня 2022 г.

Исследуется совместное влияние спин-поляризованного тока и внешнего магнитного поля на переключение полярности вихрей в спин-трансферных наноосцилляторах диаметра 400 nm. Построена диаграмма зависимости от величины спин-поляризованного тока величины магнитного поля, разделяющего полярность вихря в магнитных слоях спин-трансферного наноосциллятора.

Ключевые слова: магнитный вихрь, спин-трансферный наноосциллятор, магнитный нанодиск.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.15.53130.19142

Спин-трансферный наноосциллятор (СТНО) часто представляет собой наностолбик, который имеет два пермалловых магнитных слоя, разделенных немагнитной прослойкой [1–4]. В магнитных слоях как основное состояние может существовать магнитный вихрь [5]. Возможны два направления намагниченности в центре вихря (полярность вихря): вверх или вниз, что можно использовать, в частности, в цифровых устройствах памяти. Для применения магнитных вихрей, например, в магнитной памяти с произвольным доступом необходимо уметь независимо управлять полярностью и киральностью вихря. Для случая одиночного магнитного вихря выявлены два основных механизма переключения полярности: „квазистатический“ и „динамический“ [6,7]. Первый можно осуществить с помощью перпендикулярного плоскости диска внешнего магнитного поля, а второй — с помощью спин-поляризованного тока.

Свойства вихревого СТНО, когда магнитный вихрь существует в каждом из магнитных слоев [8–14], в значительной степени зависят от полярности вихрей. Теоретически показано, что с помощью спин-поляризованного тока можно возбудить гиротропные колебания магнитостатически связанных вихрей с постоянной частотой, которая может меняться при приложении магнитного поля [12,13]. Ранее было показано [12,15], что с помощью спин-поляризованного тока, используя „динамический“ механизм, можно переключить полярность вихря только в толстом магнитном слое СТНО. При „динамическом“ механизме переключения полярности при разгоне первоначального вихря до определенной скорости происходит зарождение пары из нового вихря с противоположной полярностью и антивихря с последующей аннигиляцией первоначального вихря с антивихрем. Бы-

ли проведены исследования механизмов переключения полярности магнитных вихрей с использованием спин-поляризованного тока и магнитного поля для СТНО среднего и малого диаметров [9,12,14]. В настоящей работе теоретически исследуется совместное влияние внешнего перпендикулярного магнитного поля и тока на раздельное переключение полярности вихрей в СТНО большого диаметра (400 nm), когда магнитный вихрь не может вылететь за край диска.

Рассмотрим наностолбик кругового сечения диаметром 400 nm. Он содержит три слоя: толстый магнитный слой из пермаллоя (толщина 15 nm), промежуточный немагнитный слой (толщина 10 nm) и тонкий магнитный слой из пермаллоя (толщина 4 nm). Магнитные параметры системы следующие: намагниченность насыщения $M_s = 700$ и 600 erg/(G · cm³) для толстого и тонкого слоев соответственно, обменная жесткость $A = 1.2 \cdot 10^{-6}$ и $1.12 \cdot 10^{-6}$ erg/cm для толстого и тонкого слоев соответственно, параметр затухания Гильберта $\alpha = 0.01$, гиромангнитное отношение $\gamma = 2.0023$ (erg · s)⁻¹ [15]. Нелинейную динамику вектора намагниченности \mathbf{M} в магнитном слое будем описывать с помощью обобщенного уравнения Ландау–Лифшица. Оно содержит дополнительный вращательный момент [4], ответственный за взаимодействие тока с намагниченностью, и имеет вид

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M_s} [\mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}}] + \mathbf{T}_{s.t.} \quad (1)$$

Эффективное поле H_{eff} представляет собой сумму внешнего магнитного поля, перпендикулярного плоскости нанодиска, полей магнитостатического и обменного взаимодействий. Дополнительный вращательный момент уравнения (1) линейно зависит от величины плотности

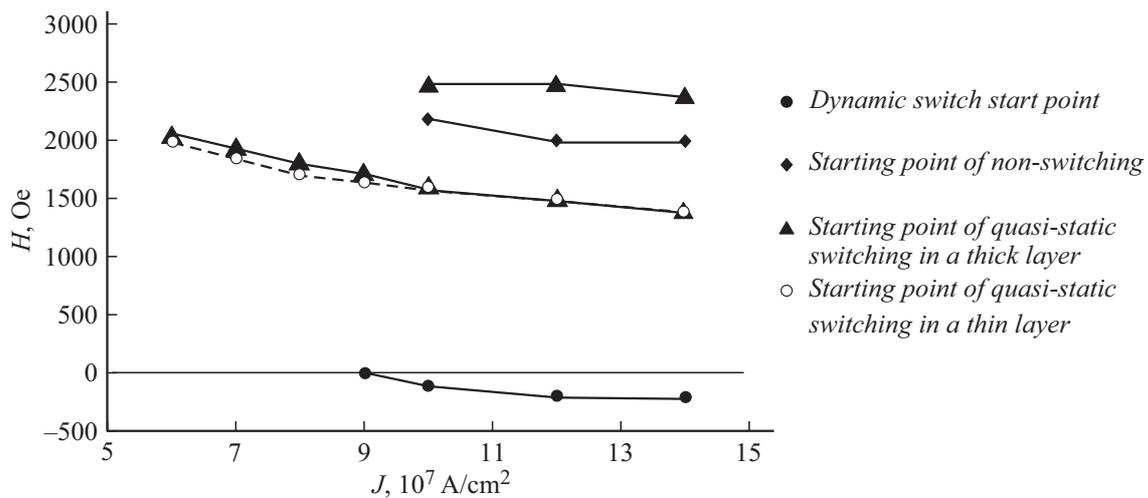


Рис. 1. Зависимость критической величины магнитного поля, переключающего полярность вихря, в тонком и толстом магнитных слоях от плотности тока.

тока и его поляризации и состоит из двух компонент: параллельной и перпендикулярной плоскости (\mathbf{M} , \mathbf{m}_{ref}), где \mathbf{m}_{ref} — единичный вектор вдоль намагниченности в другом магнитном слое. Для численного расчета связанной динамики магнитных вихрей использован пакет программ для микромагнитного моделирования SpinPM [15,16]. Будем исследовать динамику двух связанных магнитных вихрей с одинаковой полярностью (П-вихри) и киральностью, существующих в начальный момент времени в каждом магнитном слое. Магнитные вихри с разной полярностью будем называть АП-вихрями. Поляризация тока $P = 0.1$.

Численный расчет заключался в следующем. При определенной плотности тока задаем различные величины внешнего магнитного поля и изучаем связанную динамику вихрей. Из анализа динамики вихрей найдена зависимость от тока величины критического значения магнитного поля, переключающего полярность вихря, в тонком и толстом магнитных слоях (рис. 1). Из рис. 1 видно, что эта зависимость для случая малых токов практически линейна, величина критического поля переключения полярности заметно уменьшается (более чем на 20%) с увеличением величины тока. Максимальная величина критического магнитного поля для вихрей в тонком и толстом слоях при минимальном значении рассмотренного тока составляют 2000 и 2075 Ое. Величина критического магнитного поля при одинаковом токе всегда меньше для вихря в тонком магнитном слое. Наблюдаемая разница между значениями величин критических полей переключения полярности вихрей в тонком и толстом магнитных слоях варьируется от 20 до 100 Ое, что можно использовать в практических приложениях. Для рассмотренных случаев малых токов и П-вихрей переключение полярности вихря в тонком и толстом слоях наблюдалось с малым выходом вихря из геометрического центра (рис. 2). Такой механизм переключения полярности вихря можно назвать „квази-

статическим“ [12,14]. Процесс переключения полярности сопровождается возбуждением внутренних мод колебаний вихря и излучением спиновых волн. Системе требуется порядка 1 ns после включения поля, чтобы перейти в новое невозбужденное устойчивое вихревое состояние. Отметим, что результаты, полученные для наностолбика большого диаметра (400 nm), заметно отличаются от результатов в рассмотренных ранее случаях среднего (200 nm) и малого (120 nm) диаметра [9,12,14]. Для СТНО диаметром 120 nm критическое магнитное поле переключения для вихря в тонком слое при минимальном значении тока составляет примерно 2500 Ое и практически не зависит от величины тока, а для вихря в толстом слое линейно уменьшается с увеличением тока от величины примерно 3200 Ое. Для СТНО диаметром 200 nm критическое магнитное поле переключения полярности для вихря в тонком и толстом слоях практически не зависит от величины тока и составляет примерно 2600 и 3400 Ое соответственно.

Для случая больших токов, когда величина тока превышает критическое значение [15,16], достаточное для запуска динамического механизма переключения полярности вихря в толстом слое, зависимость магнитного поля, переключающего полярность вихря, от тока в тонком слое аналогична случаю малых токов. А процесс переключения полярности вихря в толстом слое сильно усложняется. Например, при плотности тока $10 \cdot 10^7$ А/см 2 обнаружены уже четыре значения критического магнитного поля. Величина первого критического поля примерно -100 Ое. При значениях поля меньше этой величины переключений полярности вихря не обнаружено. При больших значениях наблюдается динамический механизм переключения полярности. Величина второго критического поля составляет примерно 1600 Ое. При значениях поля, меньших этой величины, реализуется динамический сценарий переключения полярности вихря, при больших — квазистатический

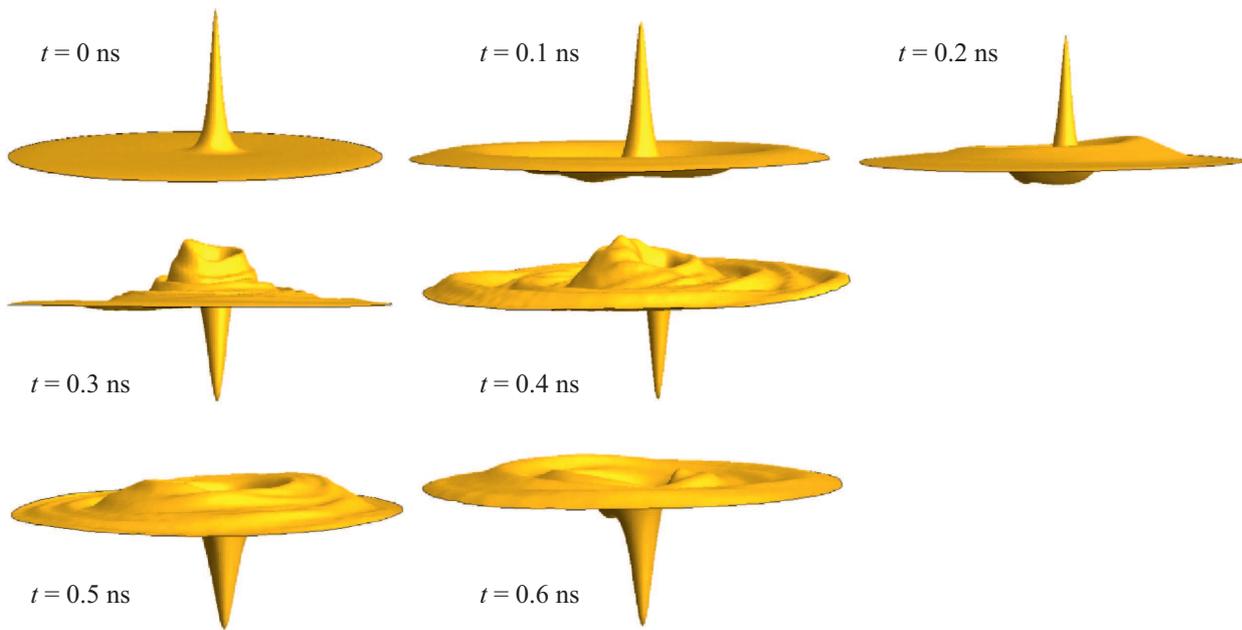


Рис. 2. Трехмерное распределение компоненты намагниченности по оси z , перпендикулярной плоскости диска, в толстом магнитном слое в различные моменты времени.

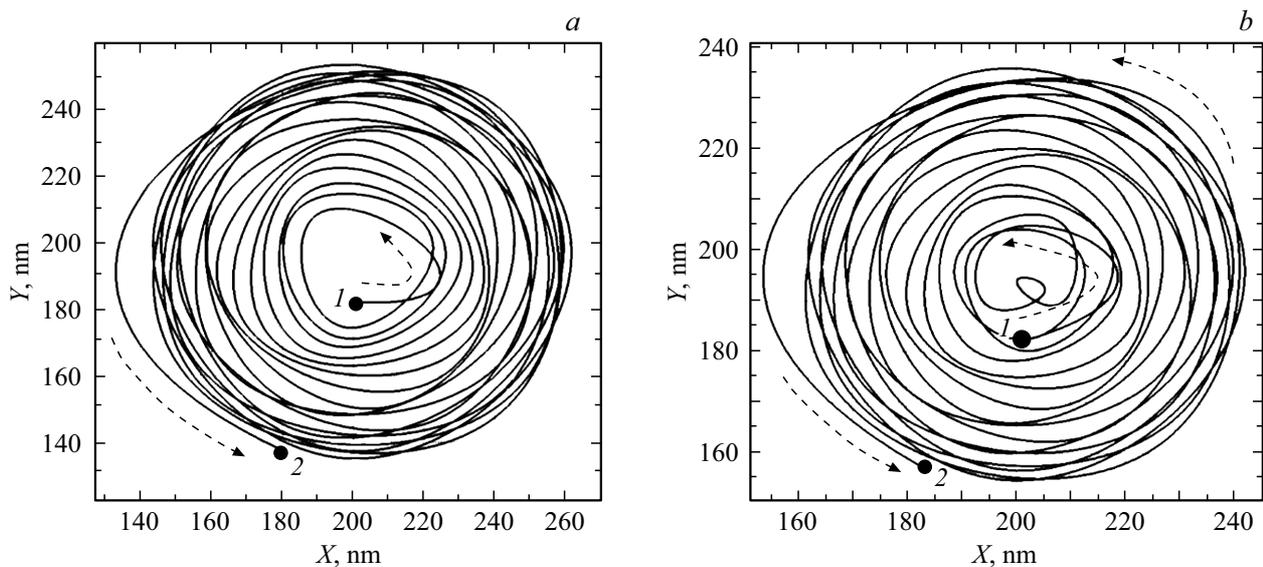


Рис. 3. Траектории стационарного движения центра вихря в толстом (а) и тонком (б) магнитных слоях при $j = 10 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$, $H = 2200 \text{ Oe}$. Точка 1 соответствует времени 0 ns, точка 2 — 5.9 ns.

механизм переключения. Величина третьего критического поля равна 2200 Oe. При значениях поля, меньших данной величины, наблюдается квазистатический механизм переключения полярности. При полях, больших по величине, но меньших четвертого критического поля, переключений полярности вихря не наблюдается, а имеет место выход на стационарный режим связанных колебаний АП-вихрей (рис. 3). Четвертое критическое поле соответствует полю, начиная с которого снова наблюдается квазистатический механизм переключения полярности вихря.

Наличие первого критического значения поля объясняется тем, что поле, отрицательное по величине, затрудняет динамику вихрей, уменьшает частоту вращения. При его достаточно большой абсолютной величине оно не дает вихрю разогнаться до критической скорости. Второе значение критического поля, приводящее к квазистатическому механизму переключения полярности вихря, аналогично критическому значению поля для вихря в тонком диске. А щель запрещенных величин магнитного поля для квазистатического механизма переключения, расположенная между третьим и четвертым

критическими полями, обнаружена впервые, и для ее объяснения необходимы дополнительные исследования.

В заключение отметим, что для раздельного переключения полярности вихрей в СТНО большого диаметра (400 nm) требуется использование меньшей величины магнитного поля по сравнению со случаями среднего и малого диаметров СТНО, что более выгодно с точки зрения практических приложений.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке ВШЭ и БГПУ в рамках проекта „Зеркальные лаборатории“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] К.А. Звездин, А.Е. Екомасов, ФММ, **123** (3), 219 (2022). DOI: 10.31857/S0015323022030147 [К.А. Zvezdin, E.G. Ekomasov, Phys. Metals Metallogr., **123**, 201 (2022). DOI: 10.1134/S0031918X22030140].
- [2] P.N. Skirdkov, A.F. Popkov, K.A. Zvezdin, Appl. Phys. Lett., **113**, 242403 (2018). DOI: 10.1063/1.5064440
- [3] A. Litvinenko, V. Iurchuk, P. Sethi, S. Louis, V. Tyberkevych, J. Li, A. Jenkins, R. Ferreira, B. Diény, A. Slavin, U. Ebels, Nano Lett., **20**, 6104 (2020). DOI: 10.1021/acs.nanolett.0c02195
- [4] А.К. Звездин, К.А. Звездин, А.В. Хвальковский, УФН, **178** (4), 436 (2008). DOI: 10.3367/UFNr.0178.200804i.0436 [А.К. Zvezdin, К.А. Zvezdin, А.В. Khval'kovskii, Phys. Usp., **51**, 412 (2008). DOI: 10.1070/PU2008v051n04ABEH006508].
- [5] K. Guslienko, Nanoscale Res. Lett., **9**, 386 (2014). DOI: 10.1186/1556-276X-9-386
- [6] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, T. Shinjo, J. Magn. Magn. Mater., **240**, 1 (2002). DOI: 10.1016/S0304-8853(01)00708-9
- [7] A.V. Khvalkovskiy, A.N. Slavin, J. Grollier, K.A. Zvezdin, K.Y. Guslienko, Appl. Phys. Lett., **96**, 022504 (2010). DOI: 10.1063/1.3291064
- [8] S.S. Cherepov, B.C. Koop, V. Korenivski, D.C. Worledge, A.Yu. Galkin, R.S. Khymyn, B.A. Ivanov, Phys. Rev. Lett., **109**, 097204 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.097204
- [9] N. Locatelli, A.E. Ekomasov, A.V. Khvalkovskiy, Sh.A. Azamatov, K.A. Zvezdin, J. Grollier, E.G. Ekomasov, V. Cros, Appl. Phys. Lett., **102**, 062401 (2013). DOI: 10.1063/1.4790841
- [10] E. Holmgren, A. Bondarenko, B.A. Ivanov, V. Korenivski, Phys. Rev. B, **97**, 094406 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.97.094406
- [11] E. Holmgren, A. Bondarenko, M. Persson, B.A. Ivanov, V. Korenivski, Appl. Phys. Lett., **112**, 192405 (2018). DOI: 10.1063/1.5030855
- [12] А.Е. Екомасов, С.В. Степанов, К.А. Звездин, Е.Г. Екомасов, ФММ, **118** (4), 345 (2017). DOI: 10.7868/S0015323017020024 [А.Е. Ekomasov, S.V. Stepanov, K.A. Zvezdin, E.G. Ekomasov, Phys. Metals Metallogr., **118**, 328 (2017). DOI: 10.1134/S0031918X17020028].
- [13] A. Hamadeh, N. Locatelli, V. Naletov, R. Lebrun, G. Loubens, J. Grollier, O. Klein, V. Cros, Phys. Rev. Lett., **112**, 257201 (2014). DOI: 10.1103/Phys.Rev.Lett.112.257201
- [14] А. Екомасов, С. Степанов, Е. Екомасов, Письма о материалах, **6** (1), 46 (2016). DOI: 10.22226/2410-3535-2016-1-46-48
- [15] Е.Г. Екомасов, С.В. Степанов, К.А. Звездин, Н.Г. Пугач, Г.И. Антонов, ФММ, **122** (3), 212 (2021). DOI: 10.31857/S0015323021030050 [E.G. Ekomasov, S.V. Stepanov, K.A. Zvezdin, N.G. Pugach, G.I. Antonov, Phys. Metals Metallogr., **122**, 197 (2021). DOI: 10.1134/S0031918X21030054].
- [16] Е.Г. Екомасов, С.В. Степанов, В.Н. Назаров, К.А. Звездин, Н.Г. Пугач, Г.И. Антонов, Письма в ЖТФ, **47** (17), 26 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.17.51382.18853 [E.G. Ekomasov, S.V. Stepanov, V.N. Nazarov, K.A. Zvezdin, N.G. Pugach, G.I. Antonov, Tech. Phys. Lett., **47**, 843 (2021). DOI: 10.1134/S1063785021090030].