Письма в ЖЭТФ, том 118, вып. 7, с. 533 – 537

Магнитная спираль в многослойной ферромагнитной наночастице и ее вращение электрическим током

А. А. Фраерман[1)]

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 28 августа 2023 г.
После переработки 7 сентября 2023 г.
Принята к публикации 7 сентября 2023 г.

Теоретически исследована динамика намагниченности, индуцированная электрическим током протекающим в многослойной наночастице. Аналитически найден диапазон параметров, в котором происходит когерентное вращение магнитной спирали, формирующейся в этой системе из-за магнитостатического взаимодействия ферромагнитных слоев. Сделанные оценки свидетельствуют о возможности экспериментального наблюдения предсказанной моды нелинейных колебаний намагниченности.

DOI: 10.31857/S1234567823190102, EDN: xrqpqx

Физический механизм, лежащий в основе воздействия спин-поляризованного электрического тока на распределение намагниченности, заключается в неколлинеарности векторов собственного магнитного момента носителей тока и намагниченности [1–3]. Связанный с этой "неадиабатичностью" спинового состояния электронов вращающий момент принципиально изменяет динамику намагниченности, что используется для управления состоянием магнитных ячеек памяти и создания миниатюрных генераторов высокочастотного излучения. Такие генераторы, получившие название магнитных наноосцилляторов, наряду с достоинствами, имеют ряд недостатков, к которым относятся высокие пороговые токи начала генерации и малая мощность излучения [4, 5]. Для решения этих проблем рассматриваются новые конструкции наноосцилляторов и, в частности, изучается возможность когерентного вращения спиральных распределений намагниченности при протекании тока [6–10]. Известно, что магнитные спирали реализуются либо в системах без центра инверсии, в которых достаточно сильным является антисимметричный обмен Дзялошинского–Мории, либо в системах с дальнодействующим взаимодействием магнитных моментов, которое приводит к фрустрациям. Типичными представителями первого класса являются кристаллы MnSi, FeGe и др. [11, 12]. Ко второму классу относятся кристаллы некоторых редкоземельных элементов, таких, например, как гольмий и диспрозий [13]. Создание пленок со спиральным распределением намагниченности при комнатной температуре является сложной, а зачастую и невыполнимой технологической задачей. В работах [14–16] предложен и реализован способ создания искусственных спиральных распределений намагниченности в латерально-ограниченных многослойных структурах, состоящих из ферромагнитных слоев, разделенных немагнитными прослойками. В настоящей работе будут сформулированы условия, при которых протекание электрического тока в этой системе приводит к когерентному вращению спиральной намагниченности.

Рассмотрим три одинаковых ферромагнитных нанодиска, расположенных один над другим, как показано на рис. 1. Радиус и толщина отдельного диска подобраны таким образом, чтобы он был однодоменным. Взаимодействие дисков имеет магнитостатическую природу. Если толщина диска много меньше его радиуса, то магнитный момент ориентирован в плоскости диска. Энергия трех дисков при этом записывается в виде

$$E = J_1\cos(\varphi_2-\varphi_1) + J_1\cos(\varphi_3-\varphi_2) + \\ + J_2\cos(\varphi_3-\varphi_1) - K\sum_{i=1}^{3}\cos^2(\varphi_i), \qquad (1)$$

где φ_i – азимутальный угол, определяющий ориентацию намагниченности i-ого диска, $J_1 > 0$ – константа магнитостатического взаимодействия ближайших дисков, $J_2 > 0$ – константа магнитостатического взаимодействия первого и третьего дисков, $K > 0$ – константа анизотропии, обусловленная, например, эллиптичностью дисков. Если анизотропия равна нулю, то наряду с антиферромагнитным распределением магнитных моментов есть решение, соответству-

[1)]e-mail: andr@ipmras.ru

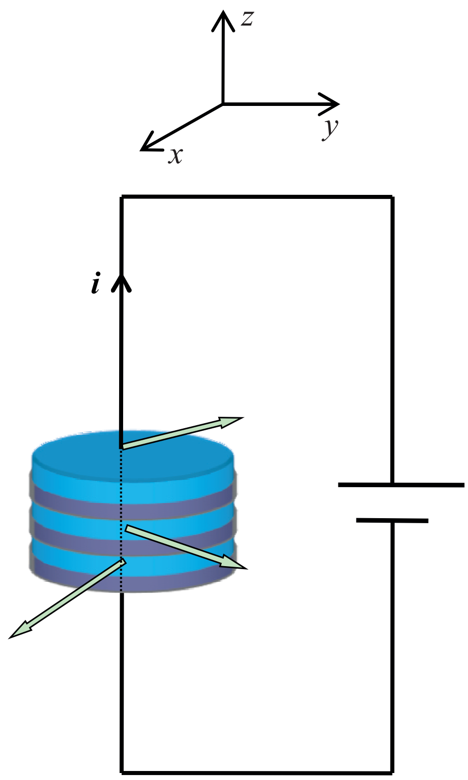

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема включения многослойной наночастицы в электрическую цепь. Стрелки указывают направление намагниченности ферромагнитных слоев

ющее неколлинеарному распределению $\varphi_1 = \pi - \varphi + \varphi_2, \varphi_2, \varphi_3 = \pi + \varphi + \varphi_2$, где

$$\cos\varphi = \frac{J_1}{2J_2}. \qquad (2)$$

При выполнении неравенства $J_1 < 2J_2$ основным состоянием системы является магнитная спираль. Отметим, что это условие не может быть выполнено в случае дипольного магнитостатического взаимодействия. Для его реализации необходимо учесть высшие мультипольные моменты, которые не малы при условии, что расстояние между дисками много меньше их радиуса [14]. Условию (2) удовлетворяют решения с положительными и отрицательными углами φ, которые соответствуют различной киральности магнитной спирали. Учет анизотропии снимает вырождение по углу φ_2 (за исключением случая "симметричной" спирали $J_1 = J_2$, $\varphi = \pi/3$) и изменяет условие существования неколлинеарного состояния $J_1 < 2(J_2 - K)$.

Динамика намагниченности определяется уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта, дополненного слагаемыми, описывающими воздействие на намагниченность спин-поляризованного тока [3]. С учетом постоянства модуля намагниченности, эти уравнения представляют собой систему уравнений первого порядка для полярных и азимутальных углов, определяющих направление магнитного момента в каждом из дисков. В работах [17–19] было показано, что ситуация упрощается при наличии сильной анизотропии "легкая плоскость", которая реализуется в рассматриваемом случае. Линеаризуя уравнения динамики относительно малого отклонения полярного угла $\delta = \frac{\pi}{2} - \theta \ll 1$, можно получить замкнутое уравнение для азимутального угла, представляющее собой уравнение физического маятника с затуханием. При этом $\delta \approx \dot{\varphi}/\Omega$, где $\dot{\varphi}$ – скорость изменения азимутального угла, $\Omega = \gamma K_\perp/M$ – частота, соответствующая полю анизотропии "легкая плоскость", γ – гиромагнитное отношение, $K_\perp$ – константа анизотропии "легкая плоскость" ($K_\perp \approx 2\pi M^2$, $\Omega \sim 10^{11}\,\text{c}^{-1}$), M – модуль магнитного момента. Более того, так как "масса" эффективного осциллятора мала ($\sim 1/\Omega$), можно пренебречь членом со второй производной и перейти к пределу "передемпфированного" осциллятора, у которого в отсутствие тока время затухания меньше периода колебаний [19]. В этом приближении система уравнений Ландау–Лифшица сводится к трем уравнениям первого порядка для азимутальных углов φ_i. Обобщая результаты [17–19] на случай трех осцилляторов, получаем систему

$$\alpha\dot{\varphi} = -\frac{\gamma}{M}\frac{\partial E}{\partial \varphi_i} - j(\mathbf{e}_Z \cdot [\mathbf{m}_i \times [\mathbf{m}_{i+1} - \mathbf{m}_{i-1}]]), \qquad (3)$$

где E – энергия (1), α – безразмерная константа затухания, $\mathbf{e}_z$ – единичный вектор в направлении нормали к дискам, $\mathbf{m}_i = (\cos\varphi_i, \sin\varphi_i, 0)$ – единичный вектор в направлении магнитного момента i-го диска. Предполагается, что все слагаемые, содержащие индексы меньше единицы и больше трех, равны нулю. Частота $j = \zeta\frac{\varepsilon i\gamma\hbar}{2eMd}$, i – плотность тока, ε – коэффициент его спиновой поляризации, e – заряд электрона, d – толщина диска, ζ – коэффициент, определяющий величину эффекта и не превышающий, согласно имеющимся расчетам, нескольких процентов [1–3]. Отметим, что второе слагаемое в (3) получило в литературе название "неадиабатического" и меньше в ζ раз другого, "адиабатического" вклада в индуцируемый электрическим током вращательный момент. Однако "адиабатический" вклад в нашем случае $\sim 1/\Omega$ и, согласно развиваемой модели, не учитывается. Мы покажем, что несмотря на малость слагаемого $\sim j$, его влияние на динамику намагниченности рассматриваемой системы существенно. Запишем уравнения (3) в явном виде

$$
\begin{cases}
\alpha\dot{\varphi}_1 = (j - v_1)\sin(\varphi_2 - \varphi_1) - \\
\quad - v_2 \sin(\varphi_3 - \varphi_1) + v_K \sin(2\varphi_1), \\
\dot{\alpha}\varphi_2 = (j - v_1)\sin(\varphi_3 - \varphi_2) + \\
\quad + (j + v_1)\sin(\varphi_2 - \varphi_1) + v_K \sin(2\varphi_2), \\
\alpha\dot{\varphi}_3 = (j + v_1)\sin(\varphi_3 - \varphi_2) + \\
\quad + v_2 \sin(\varphi_3 - \varphi_1) + v_K \sin(2\varphi_3),
\end{cases}
\tag{4}
$$

$v_{1,2} = \gamma J_{1,2}/M$, $v_K = \gamma K/M$. Найдем величину тока, при котором стационарное состояние системы (4) теряет устойчивость и начинается вращение спирали. В отсутствие тока и анизотропии стационарное состояние определяется выражением (2), в котором для определенности положим $\varphi_2 = 0$. Будем искать малые поправки к этому решению в виде $\psi_i = \psi_i(0)\exp(\lambda t)$. Ограничиваясь линейными слагаемыми по v_K и квадратичными по j, находим уравнение для инкремента λ

$$
\alpha\lambda(\alpha\lambda + 2v_2\sin^2\varphi)\left(\alpha\lambda + \frac{3}{2}v_1\cos\varphi\right) = \tag{5}
$$

$$
= 4j^2 v_2 \cos^2\varphi \sin^2\varphi - 4v_1^2 v_K \sin^2\varphi \left(\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2 - 1\right).
$$

Если $j, v_K = 0$, то существует решение $\lambda = 0$, соответствующее когерентному вращению спирали. При наличии анизотропии такое вращение затруднено и требуется протекание тока для выхода из стационарного состояния. Как следует из (5), критическое значение тока определяется выражением

$$
j_1^2 = 4v_2 v_K \left(\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2 - 1\right). \tag{6}
$$

Отметим, что сомножитель $\left(\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2 - 1\right)$ понижает критический ток начала вращения спирали, что связано с эффективным уменьшением одноосной анизотропии для неколлинеарного распределения намагниченности в дисках. Для симметричной спирали ($v_1 = v_2$, $\varphi = \pi/3$) эта эффективная анизотропия, а вместе с ней и j_1, равны нулю. При $j > j_1$ стационарное состояние неустойчиво и развитие этой неустойчивости приводит к когерентному вращению спирали.

Для определения параметров этого вращения пренебрежем анизотропией и будем искать решение системы (4) в виде $\varphi_i = \omega t + \psi_i$, где фазы ψ_i не зависят от времени. Система (4) превращается в систему трех трансцендентных уравнений для определения частоты ω и разности фаз $\xi_1 = \psi_1 - \psi_2$, $\xi_3 = \psi_3 - \psi_2$. Решение этих уравнений имеет вид

$$
3\alpha\omega = 2j(\sin\xi_3 - \sin\xi_1), \tag{7}
$$

$$
\sin\xi_3 = \chi\sin\xi_1, \quad \chi = \frac{j + 3v_1}{j - 3v_1}, \tag{8}
$$

$$
\cos\xi_1 = \frac{\chi^2 - 1 + \kappa^2}{2\kappa\chi},
$$

$$
\kappa = \frac{v_1 - j\chi - (v_1\chi + j)}{2v_2} = \frac{j^2 + 3v_1^2}{v_2(3v_1 - j)}. \tag{9}
$$

Из условия $\cos\xi_1 \geq -1$ получаем, что ток не должен превышать критическое значение j_2

$$
j^2 \leq j_2^2 = 6v_1 v_2\left(1 - \frac{v_1}{2v_2}\right). \tag{10}
$$

При токах, близких к критическому, зависимость частоты вращения от j приобретает вид

$$
\omega \approx -\beta\frac{v_1}{\alpha}\sqrt{\frac{j_2 - j}{j_2}}, \quad \beta = 8\left(\frac{2v_2 - v_1}{2v_1 - v_2}\right)^{0.5}. \tag{11}
$$

При своем вращении спираль искажается, а при $j = j_2$ переходит в коллинеарное антиферромагнитное состояние и останавливается. Такое поведение связано с неодинаковыми условиями, в которых находятся ферромагнитные диски. Так центральный диск имеет только ближайших соседей и испытывает вращающий момент, обусловленный первым и третьим дисками. Рассмотренная задача является частным случаем задачи о синхронном колебании связанных нелинейных осцилляторов, собственные частоты которых различны. Синхронное колебание в такой системе возможно, если разность собственных частот не превышает некоторой критической величины, зависящей от взаимодействия осцилляторов [20]. В нашем случае увеличение j приводит к увеличению разности собственных частот, деформации спирали и, в конечном счете, прекращению вращения. Суммируя результаты, мы видим, что вращение спирали происходит в диапазоне токов, определяемом неравенствами $|j_1| < |j| < |j_2|$, что возможно при выполнении следующего соотношения для параметров системы:

$$
\frac{2v_K}{3v_1} < \frac{1 - \frac{v_1}{2v_2}}{\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2 - 1}. \tag{12}
$$

При малых j из (7)–(9) имеем

$$
\omega = \mp\frac{4j}{3\alpha}\sqrt{1 - \left(\frac{v_1}{2v_2}\right)^2}. \tag{13}
$$

Верхний и нижний знаки в этой формуле соответствуют спиралям с киральностью "по" и "против часовой стрелки", соответственно. Направление вращения спирали (знак ω) определяется произведением знаков киральности и электрического тока. Отметим, что этот результат, с точностью до обозначений, совпадает с результатом для вращения спирали в кристаллах без центра симметрии [6–8]. Функция $\omega(j)$ имеет экстремум, который определяет максимальное значение частоты вращения спирали. Из (7)–(9) следует, что сопротивление рассматриваемой системы является функцией j и, следовательно, плотности тока i. Действительно, многослойная частица представляет собой последовательное соединение двух спин-вентильных контактов, сопротивление каждого из которых определяется косинусом угла между намагниченностями дисков. Поэтому, сопротивление частицы может быть записано в виде

$$R = R_a + R_p - \frac{1}{2}(R_a - R_p)(\cos\xi_1 + \cos\xi_3), \qquad (14)$$

где $R_{p,a}$ – сопротивление каждого из контактов при параллельной (антипараллельной) ориентации магнитных моментов. С увеличением плотности тока это сопротивление монотонно увеличивается, достигая своего максимального значения $2R_a$ при $j = j_2$.

Согласно расчетам [14], для ферромагнитных дисков из кобальта диаметром 300 нм, толщиной 5 нм, разделенных немагнитной прослойкой ~ 5 нм, $v_1 \approx 3\cdot 10^9\,\text{с}^{-1}$, $v_2 \approx 2\cdot 10^9\,\text{с}^{-1}$ ($\gamma \approx 10^7\,\text{Э}^{-1}\,\text{с}^{-1}$). Если принять, что $v_K \approx 2\cdot 10^8\,\text{с}^{-1}$, то $j_1 \approx 10^9\,\text{с}^{-1}$, а $j_2 \approx 3\cdot 10^9\,\text{с}^{-1}$. Стартовый ток, соответствующий началу вращения спирали, $i_1 > 5\cdot 10^7\,\text{А/см}^2$ ($\zeta \sim 0.04$, $\varepsilon \sim 0.5$, $M \sim 10^3$ Гс, $d \sim 5$ нм), а частота вращения при таком токе, согласно формуле (13), $\omega \sim 10^{10}\,\text{с}^{-1}$ ($\alpha \sim 0.1$). Для прямого экспериментального наблюдения вращения спирали нужно измерять высокочастотные колебания электросопротивления. Для такого эксперимента следует заменить один из электродов на ферромагнитный с фиксированной намагниченностью. Тогда изменение взаимной ориентации намагниченностей фиксированного электрода и первого ферромагнитного диска приведет к изменению сопротивления всей системы и даст информацию о динамике намагниченности и возможности наблюдения генерации электромагнитного излучения. Однако, крутящий момент, обусловленный фиксированным ферромагнитным электродом, изменит динамику намагниченности системы, что должно быть принято во внимание при более точных расчетах. Итак, в рамках сделанных предположений, аналитически найден диапазон токов, в котором происходит когерентное вращение магнитной спирали, формирующейся в системе взаимодействующих ферромагнитных нанодисков. Такая мода нелинейных колебаний намагниченности может быть названа "мельницей Слончевского", которая была предсказана для двух ферромагнитных частиц в работе [21] и наблюдалась ранее экспериментально лишь для магнитных вихрей [22]. В силу большой амплитуды изменения намагниченности и возможности варьирования параметров, рассмотренная система может представлять интерес для создания высокочастотных наногенераторов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант # 21-12-00271.

1. D. C. Ralph and M. D. Stiles, J. Magn. Magn. Mater. **320**, 1190 (2008).
2. J. Xiao, A. Zangwill, and M. D. Stiles, Phys. Rev. B **73**, 054428 (2006).
3. S. Zhang and Z. Li, Phys. Rev. Lett. **93**, 127204 (2004).
4. A. Slavin and V. Tiberkevich, IEEE Trans. Magn. **45**, 1875 (2009).
5. K. A. Zvezdin and E. G. Ekomasov, Phys. Met. Metallogr. **123**, 201 (2022).
6. K. Goto, H. Katsura, and N. Nagaosa, arXiv:0807.2901v1 [cond-mat.str-el] (2008).
7. S. K. Kudtarkar, Phys. Lett. A **374**, 366 (2009),
8. V. V. Ustinov and I. A. Yasyulevich, Phys. Rev. B **106**, 064417 (2022).
9. J. Masell, X. Yu, N. Kanazawa, Y. Tokura, and N. Nagaosa, Phys. Rev. B **102**, 180402(R) (2020).
10. O. Wessely, B. Skubic, and L. Nordström, Phys. Rev. B **79**, 104433 (2009).
11. S. Muhlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, and P. Boni, Science **323**, 915 (2009).
12. N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel, J. E. Bickel, B. Wolter, K. von Bergmann, A. Kubetzka, and R. Wiesendanger, Science **341**, 636 (2013).
13. S. J. Jensen and A. R. Mackintosh, *Rare Earth Magnetism: Structures and Excitations*, Oxford University Press, Oxford (1991).
14. A. A. Fraerman, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, A. Yu. Klimov, V. L. Mironov, D. S. Nikitushkin, V. V. Rogov, S. N. Vdovichev, B. Hjorvarsson, and H. Zabel, J. Appl. Phys. **103**, 073916 (2008).
15. С. Н. Вдовичев, Б. А. Грибков, А. Ю. Климов, В. Л. Миронов, И. М. Нефедов, В. В. Рогов, А. А. Фраерман, И. А. Шерешевский, С. А. Гусев, Письма в ЖЭТФ **94**, 418 (2011).

16. К. Р. Мухаматчин, А. А. Фраерман, Письма в ЖЭТФ **93**, 809 (2011).
17. Ya. B. Bazaliy, Phys. Rev. B **76**, 140402R (2007).
18. Ya. B. Bazaliy, Appl. Phys. Lett. **91**, 262510 (2007).
19. Ya. B. Bazaliy, D. Olaosebikan, and B. A. Jones, arXiv:0705.0406v1 [cond-mat.mtrl-sci] (2007).
20. А. Пиковский, М. Розенблюм, Ю. Куртс, *Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление*, Техносфера, М. (2003).
21. J. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
22. V. Sluka, A. Kakay, A. M. Deac, D. E. Burgler, R. Hertel, and C. M. Schneider, Phys. Rev. B **86**, 214422 (2012).