05,10

Динамика магнитных скирмионов в наноточках

© З.В. Гареева[1,2], К.Ю. Гуслиенко[3,4]

[1] Институт физики молекул и кристаллов — обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного научного учреждения Уфимского федерального исследовательского центра Российской академии наук, Уфа, Россия
[2] Башкирский государственный университет, Уфа, Россия
[3] Depto. Física de Materiales, Facultad de Química, Universidad del País Vasco, UPV/EHU, 20018 San Sebastián, Spain
[4] IKERBASQUE, the Basque Foundation for Science, 48013 Bilbao, Spain

E-mail: gzv@anrb.ru

Исследованы магнитные скирмионы Блоха и Нееля в системах ограниченной геометрии (наноточках, линейном массиве наноточек). Рассчитаны спектры низкочастотных и высокочастотных мод возбуждений скирмионного состояния. Показано, что асимметрия скирмионного спектра, а именно, характерное различие частот азимутальных мод скирмионов, вращающихся по и против часовой стрелки, связано с асимметрией профилей намагниченности высокочастотных спиновых волн, распространяющихся на фоне скирмионного состояния в наноточке. В низкочастотном спектре выделяется единственная гиротропная мода, локализованная в окрестности центра наноточки. Значение гиротропной частоты зависит от материальных параметров наноточки и размера скирмиона. Собственная частота гиротропной моды изолированного скирмиона в наноточке в ультратонких пленках ($L \sim 1\,\mathrm{nm}$) не зависит от внутренней структуры скирмиона и является одинаковой для скирмионов блоховского и неелевского типов. Взаимодействие скирмионов, в частности, в линейной цепочке наноточек с основным скирмионным состоянием, приводит к различиям низкочастотных спектров. Структура скирмиона (Блоха или Нееля) проявляется в сдвиге дисперсионных кривых и различии частот ферромагнитного резонанса системы взаимодействующих скирмионов.

Работа З.В.Г. поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 16-02-00336 А). Работа К.Ю.Г. поддержана IKERBASQUE (the Basque Foundation for Science), the Spanish MINECO grant FIS2016-78591-C3-3-R and the European Union's Horizon 2020 research and innovation program under the Marie Skłodowska-Curie grant N 644348.

DOI: 10.21883/FTT.2018.06.45988.23M

1. Введение

Магнитные вихри и скирмионы, являясь устойчивыми наноразмерными объектами, привлекают активное внимание исследователей, что связано с перспективами развития спинтроники, устройств сверхплотного хранения информации, магнитной памяти нового поколения, в которых в качестве активных функциональных элементов могут выступать скирмионы. Скирмионы, разновидность 2D магнитных солитонов, являются микромагнитными объектами с нетривиальной топологией и представляют несомненный интерес для фундаментальных исследований.

Скирмионные состояния — это локализованные неоднородные распределения намагниченности с выраженной m_z компонентой, перпендикулярной к плоскости системы, в которой реализуются скирмионы. Скирмионы имеют ненулевой топологический заряд ($N = 1$) и характеризуются сильной локализацией (размеры магнитных скирмионов, которые были получены на сегодняшний день, составляют $50-100\,\mathrm{nm}$). Для реализации скирмионных состояний требуются определенные условия. Скирмионные гексагональные решетки возникают в кристаллах B20 (типа MnSi) с нарушенной пространственной инверсией [1–3], а индивидуальные скирмионы генерируются при приложении магнитного поля и действии электрического тока [4–6] в ультратонких пленках и наноточках под действием взаимодействия Дзялошинского–Мория.

В настоящее время ведется активный поиск методов получения устойчивых высокотемпературных скирмионов, что достигается в материалах с сильной спин-орбитальной связью — в ультратонких пленках Co/Pt, Pt/Co/Ir, в которых взаимодействие Дзялошинского–Мория, возникающее на интерфейсе, стабилизирует скирмионные состояния [4–6]; в искусственных средах: структурированных пленках (patterned films), сочетающих магнитомягкие и магнитожесткие слои [7], а также в периодических массивах наноточек с устойчивой скирмионной конфигурацией в основном состоянии [8–10].

Динамика скирмионов представляет большой интерес с точки зрения перспективы практических приложений. Топологический и скирмионный эффекты Холла, связанные с ненулевым топологическим зарядом; зонная структура спектра скирмионных магнонных кристаллов; возможность динамического управления скирмионными состояниями электрическими токами малых плотностей в энергосберегающем режиме открывают широкие перспективы использования скирмионов в устройствах магноники и спинтроники. Как показывают теоретические и экспериментальные исследования последних лет, движущиеся магнитные скирмионы обнаруживают нетривиальные физические свойства. Одним из динамических проявлений сложной микромагнитной структуры скирмионного состояния является асимметрия мод спиновых возбуждений, вращающихся в направлениях по и против часовой стрелки (CW и CCW моды). Различия частот CW и CCW мод были определены на основе численных расчетов в 2012 г. [11], однако интерпретация спектров магнитных скирмионов, наблюдаемых экспериментально [12–15], а также рассчитанных методами микромагнитной симуляции [17–21], до сих пор является предметом активных научных дискуссий. Авторы работы [14] связывают асимметрию мод с гиротропными осцилляциями скирмиона, в экспериментах [15,16] обнаружены две низкочастотные моды, исследования [12,13,17–21] указывают на наличие одной гиротропной моды в спектре возбуждений магнитных скирмионов.

Отметим другие динамические проявления структуры скирмиона: скирмионный эффект Холла (отклонение направления движения скирмиона от направления управляющего электрического тока) [22] и топологический эффект Холла (влияние создаваемого скирмионом неоднородного калибровочного магнитного поля и как следствие, электрического поля на его транспортные свойства) [23,24], которые пока не нашли полного теоретического объяснения.

В данной работе рассмотрены вопросы, связанные с возбуждениями скирмионного состояния в круглых наноточках. Рассчитаны спектры возбуждений скирмионов в изолированной круглой наноточке, проведена классификация спектра по высокочастотным модам различной пространственной симметрии и низкочастотным модам скирмионов с фиксированной фазой (скирмионов Блоха и Нееля). На основе проведенных расчетов выделены основные различия между гиротропной частотой и частотами спиновых волн изолированных скирмионов. Проанализирован спектр возбуждений линейной цепочки скирмионов, найдены характерные различия частот ферромагнитного резонанса, дисперсии и групповой скорости взаимодействующих блоховских и неелевских скирмионов.

2. Постановка задачи и основные уравнения

Исследование динамики скирмонных распределений намагниченности проводится в рамках двух подходов: непосредственного анализа уравнения Ландау–Лифшица и решения уравнения Тиля, которое является частным случаем уравнения Ландау–Лифшица, справедливое при солитонноподобной структуре рассматриваемого решения.

Для расчета динамических характеристик скирмионов удобно воспользоваться приближенной функцией, т. е.

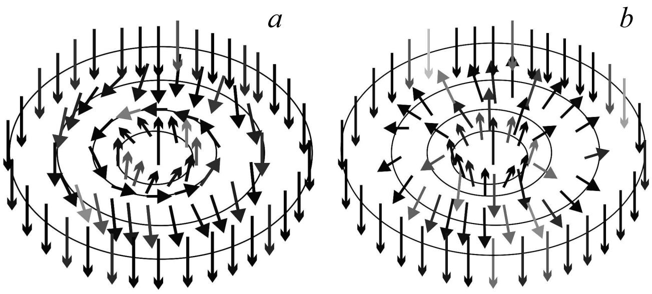

Рис. 1. Структура магнитного скирмиона: *a*) скирмион Блоха (разворот намагниченности осуществляется в плоскости, перпендикулярной радиальному направлению), *b*) скирмион Нееля (разворот намагниченности происходит вдоль радиального направления).

использовать математический анзац, который позволяет описать структуру скирмионного состояния. Достаточно хорошим приближением является аналитическая функция Белявина–Полякова $f(z)$, $z = x + iy$, полученная в 1975 г. при расчете метастабильных состояний изотропных 2D-магнетиков [25]. Последующие исследования, проведенные в работах [26,27], показали, что данный анзац является адекватным приближением и для описания вихревых магнитных состояний в изотропных магнетиках со значительным магнитостатическим взаимодействием.

Компоненты единичного вектора намагниченности $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ можно выразить через функцию $f(z)$ следующим образом:

$$m_x + im_y = \frac{2f(z)}{1+|f(z)|^2}, \quad m_z = \frac{1-|f(z)|^2}{1+|f(z)|^2}. \qquad (1)$$

Мы используем частный случай решения Белявина–Полякова (БП анзац) $f(z) = e^{i\Phi_0}(z-s)/c$, соответствующий одному скирмиону, центрированному в точке s, здесь $c = R_c/c$ — приведенный радиус магнитного скирмиона, Φ_0 — угол, определяющий фазу скирмиона или характер разворота намагниченности в скирмионе, безразмерный параметр $\mathbf{s} = \mathbf{X}/R$ характеризует смещение центра скирмиона из положения равновесия в центре наноточки ($z = 0$), обусловленное действием внешних факторов, R — радиус наноточки.

Мы предполагаем жесткую структуру динамического скирмионного состояния, т. е. учитываем только низкочастотные гиротропные моды и не рассматриваем вклад всех высокочастотных спиновых волн. В рамках такого подхода использование функции Белявина–Полякова для описания магнитных скирмионов с азимутальным и радиальным разворотом векторов намагниченности, где характер разворота определяется значением угла Φ_0, является правомерным. Скирмионы с $\Phi_0 = C\pi/2$, где $C = \pm 1$ — параметр, определяющий киральность скирмиона, и $\Phi_0 = 0$, π классифицируются как блоховские и неелевские скирмионы (рис. 1).

Для расчета спектра возбуждений нам потребуется энергия магнетика, в которой мы будем учитывать энергию изотропного обмена, энергию магнитной анизотропии, энергию магнитостатики, энергию Дзялошинского–Мория, акцентируя внимание на скирмионах, стабилизируемых взаимодействием Дзялошинского–Мория, а также условиях, необходимых для реализации скирмионов при отсутствии взаимодействия Дзялошинского–Мория. Плотность энергии магнетика имеет вид

$$F = A(\nabla \mathbf{m})^2 + w_D - Km_z^2 - \frac{1}{2} M_s \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_m, \tag{2}$$

где A — константа обменного взаимодействия, $K > 0$ — константа одноосной магнитной анизотропии, $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ — единичный вектор намагниченности, $\mathbf{M}_s$ — намагниченность насыщения, $\mathbf{H}_m$ — магнитостатическое поле, w_D — энергия Дзялошинского–Мория, представленная инвариантом Лифшица $w_D \sim \sum_{k=1}^{3} \left(m_i \frac{\partial m_j}{\partial x_k} - m_j \frac{\partial m_i}{\partial x_k} \right)$. Конкретный вид инварианта Лифшица, слагаемого линейного по пространственным производным намагниченности, определяется симметрией рассматриваемой системы. Энергия Дзялошинского–Мория имеет вид $w_D = D(\mathbf{m} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{m})$ для кубических магнитных кристаллов симметрии B20 (классов симметрии T, O) и $w_D^* = D[m_z(\nabla \cdot \mathbf{m}) - (\mathbf{m} \cdot \nabla)m_z]$ для магнитных пленок и слоев вида Co/Pt, магнетиков классов симметрии C_{nv}, C_n, D_n, D_{2d}, S_4 [28].

Рассмотрим скирмионы в системах ограниченной геометрии, а именно скирмионы в наноточках, учитывая взаимодействие Дзялошинского–Мория в качестве одного из факторов, приводящих к стабилизации скирмионного состояния. Для расчета спектров магнитных возбуждений, формирующихся на фоне скирмиона, используем два подхода: низкочастотные гиротропные моды будут исследованы на основе решения уравнения Тиля. Решение задачи о высокочастотных колебаниях намагниченности, спиновых волнах, будет проведено на основе приближенного решения уравнения Ландау–Лифшица.

3. Гиротропные моды магнитных скирмионов

Для расчета низкочастотной динамики магнитных скирмионов, связанной с гиротропными колебаниями намагниченности, используем уравнение Тиля, которое в общем случае имеет следующий вид

$$\mathbf{G} \times \dot{\mathbf{X}} - \nabla_X W + \hat{D}\dot{\mathbf{X}} = 0, \tag{3}$$

где $\mathbf{G} = G_z \mathbf{z}$, $C_z = -p|G|$ — проекция гиротропного вектора на ось Oz, $\mathbf{z}$ — радиус-вектор, направленный по нормали к поверхности наноточки вдоль оси Oz, $\boldsymbol{\rho}$ — радиус-вектор в плоскости наноточки, $W(\mathbf{X}) = L \int d^2\boldsymbol{\rho} w(\mathbf{X})$ полная энергия магнетика, $p = \pm 1$ — поляризация скирмиона, $\hat{D}$ — параметр затухания [29]. Величина гиротропного вектора скирмиона, расположенного в центре наноточки ($\mathbf{X} = 0$), пропорциональна топологическому заряду [30] и может быть рассчитана по формуле

$$G_z = \frac{M_s L}{\gamma} \int d^2\boldsymbol{\rho} \mathbf{m} \cdot [\partial_x \mathbf{m} \times \partial_y \mathbf{m}]. \tag{4}$$

При малых смещениях ядра скирмиона относительно положения равновесия, характеризуемого параметром $\mathbf{s} = \mathbf{X}/R$, $s = |\mathbf{s}| \ll 1$, полную энергию магнетика можно разложить в ряд по параметру s

$$W(s) = W(0) + \kappa |s|^2/2, \tag{5}$$

где $W(0)$ — это энергия центрированного скирмиона, κ — коэффициент при малом параметре $|s|^2$, который является коэффициентом жесткости. В случае ультратонких пленок ($L \sim 1\,\text{nm}$), $\kappa(c)$ имеет вид (см. работу [31])

$$\kappa(c) = -16\pi M_s^2 L \frac{c^2}{(1+c^2)^3} \times \left[\pi Q(1-c^2) + \left(\frac{L_e}{R} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{R}{L_e} dc \right) \right], \tag{6}$$

где $Q = K/2\pi M_s^2$ — фактор качества, $d = DL_eC/A$ ($d = -|d| < 0$ для скирмионов с наименьшей энергией, $DC < 0$), $L_e = \sqrt{2A}/M_s$.

Гиротропная частота находится на основе решения уравнения Тиля (3) и для изолированного скирмиона в наноточках в ультратонких пленках определяется уравнением

$$\omega_G = \omega_M \frac{c^2}{(1+c^2)^2} \times \left[(1-Q)(1-c^2) - \frac{1}{\pi} \left(\frac{L_e}{R} \right)^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{R}{L_e} dc \right) \right], \tag{7}$$

где $\omega_M = \gamma 4\pi M_s$, $d < 0$. График зависимости гиротропной частоты от радиуса наноточки при разных значениях константы Дзялошинского–Мория показан на рис. 2.

В уравнении (6) при определенных сочетаниях параметров системы коэффициент жесткости может иметь отрицательный знак, что, как следует из формулы (7), приводит к неустойчивости скирмионного состояния (относительно малых отклонений от положения равновесия, определяемых параметром s). Такая ситуация возникает в системах с малым значением константы Дзялошинского–Мория, в этом случае стабилизация скирмиона определяется конкуренцией между магнитостатической энергией и энергией магнитной анизотропии. Вопрос о стабилизации скирмионного состояния в наноточке при отсутствии взаимодействия Дзялошинского–Мория рассмотрен в работе [32]. В работе [32] было показано, что скирмион является устойчивым магнитным состоянием наноточки при комнатных температурах в отсутствии магнитного поля и взаимодействия Дзялошинского–Мория в определенном диапазоне изменения полей магнитной анизотропии ($Q < 1$).

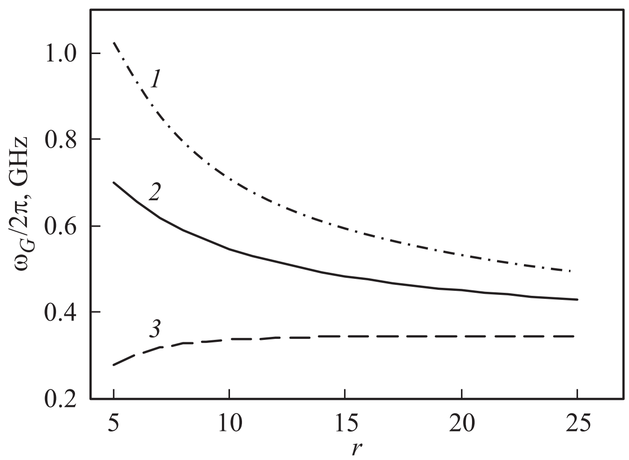

Рис. 2. График зависимости гиротропной частоты скирмиона Блоха, стабилизируемого в круглой магнитной наноточке, от приведенного радиуса наноточки $r = R/L_e$, кривая *1* — $|d| = 4.90$, кривая *2* — $|d| = 2.90$, кривая *3* — $|d| = 0.29$ ($|D| = 0.3\,\mathrm{erg/cm^2}$), $c = 0.6$, $Q = 0.94$ ($M_s = 1290\,\mathrm{G}$, $A = 1.5 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{erg/cm}$, $K = 9.8 \cdot 10^6\,\mathrm{erg/cm^3}$, $L_e = 14\,\mathrm{nm}$, $R = 50\,\mathrm{nm}$).

Магнитостатическая энергия играет существенную роль при увеличении толщины наноточки ($L > 1\,\mathrm{nm}$), а также при наличии нескольких скирмионов в системе, находящихся на расстояниях магнитостатической длины вплоть до $100\,\mathrm{nm}$. Наличие магнитостатического взаимодействия влияет на устойчивость скирмионных состояний, а также на спектры низкочастотных возбуждений скирмионов. Магнитостатическая энергия определяется формулой

$$W_m(\mathbf{s}) = \frac{1}{2} M_s^2 \int dS \int dS' \, \frac{\rho_n(\mathbf{r}, \mathbf{s})\rho_n(\mathbf{r}', \mathbf{s})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \qquad (8)$$

где $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, связанный с вектором намагниченности, $\rho_n(\mathbf{r}, \mathbf{s})$ — плотность „магнитных зарядов", обусловленных локальным полем неоднородного распределения намагниченности в скирмионе. Различают объемные и поверхностные „магнитные заряды" $\rho_{\mathrm{vol}}(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = -M_s \operatorname{div} \mathbf{m}$ и $\rho_{\mathrm{surf}}(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = M_s(\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})$. В случае центрированных блоховских скирмионов в магнитных наноточках поверхностные „магнитные заряды" имеют одну составляющую $m_z = (\mathbf{m} \cdot \hat{\mathbf{z}})$ (боковые и объемные „магнитные заряды" в этом случае отсутствуют). В случае неелевских скирмионов в наноточках присутствуют объемные „магнитные заряды", а поверхностные заряды имеют две составляющие $m_\rho = (\mathbf{m} \cdot \hat{\boldsymbol{\rho}})$, $m_z = (\mathbf{m} \cdot \hat{\mathbf{z}})$. Как было показано в работе [33], учет магнитостатической энергии приводит к перенормировке частоты гиротропной моды изолированного скирмиона,

$$\omega'_G = \omega_G + \Delta\omega_G(c, \beta), \qquad (9)$$

где ω_G определяется формулой (7). В случае круглых магнитных наноточек в ультратонких пленках ($L \sim 1\,\mathrm{nm}$) гиротропная частота ω_G имеет одинаковый вид для скирмионов Блоха и Нееля. А в случае магнитных наноточек в пленках с толщиной $L > 1\,\mathrm{nm}$ при увеличении толщины появляется дополнительный вклад в частоту $\Delta\omega_G(c, \beta)$, различный для блоховских и неелевских скирмионов из-за разного вклада динамических объемных и боковых поверхностных „магнитных зарядов" (см. работу [33]).

В системе взаимодействующих скирмионов в разложении свободной энергии $W = \frac{1}{2} \sum_n \kappa_n s_n \bar{s}_n + \frac{1}{2} \sum_{n,n'} W_{\mathrm{int}}(n, n')$ необходимо учитывать вклад, обусловленный энергией взаимодействия W_{int}, здесь n — порядковый номер скирмиона в массиве скирмионов. В случае скирмионов, удаленных друг от друга на расстояние порядка магнитостатической длины, например, в линейной цепочке наноточек, энергия взаимодействия между скирмионами $W_{\mathrm{int}} = \iint \frac{\rho(\mathbf{r}_n)\rho(\mathbf{r}_{n'})}{|\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_{n'} - \mathbf{R}_{nn'}|} \, dV dV'$ может быть представлена в виде разложения по мультипольным моментам $Q_l^m = \sqrt{4\pi/(2l+1)} \int dV \rho(\mathbf{r}) r^l Y_l^m(\mathbf{r})$, где l — номер мультипольного момента, $m = -l, 0, +l$, $Y_l^m(\mathbf{r})$ — нормированные сферические функции [34]. Отличительной особенностью скирмионных состояний является значительный вклад в распределение намагниченности в скирмионе m_z компоненты намагниченности, что приводит к появлению квадрупольных моментов $Q_2^m(n)$ и дополнительному вкладу в дипольный момент скирмиона $Q_1^0(n)$. Хотя диполь–дипольное взаимодействие является основной составляющей магнитостатического взаимодействия, учет вклада квадрупольных моментов и моментов более высокого порядка приводит к заметным изменениям спектров частот. В работе [35] показано, что частота коллективных колебаний цепочки скирмионов определяется выражением

$$\omega_k^2 = (\omega_G + \Delta\omega - a_k - |b_k|)(\omega_G + \Delta\omega - a_k + |b_k|), \quad (10)$$

$$\Delta\omega = -\frac{1}{4}\,\omega_M \,\frac{\beta}{d^3}\,\mu_z^0 \sigma^d(0)\,\frac{c^2}{1+c^2}, \quad \omega_d = -\omega_M\,\frac{\beta}{8d^3}\,\frac{c^2}{1+c^2},$$

$$\omega_q = \omega_M\,\frac{\beta}{d^4}\,c^3\left(\ln\left(1+\frac{1}{c^2}\right) - \frac{1}{1+c^2}\right),$$

$$a_k = -\omega_d \sigma_k^d + \omega_q \sigma_k^q \sin\Phi_0,$$

$$|b_k| = \sqrt{\frac{9}{4}\,\omega_d^2 (\sigma_k^d)^2 + \omega_q^2 (\sigma_k^q)^2},$$

$$\sigma_k^d = 2\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(nk)}{n^3}, \quad \sigma_k^q = 2\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(nk)}{n^4}, \quad \beta = \frac{L}{R}.$$

Спектр возбуждений массива скирмионов имеет зонную структуру, причем ширина и положение зоны, как следует из формулы (10), зависит от фазы скирмиона Φ_0. Подобная зависимость отсутствовала в формулах (7), (9) для гиротропной моды изолированного скирмиона. Это говорит о том, что внутренняя структура скирмионов проявляется при динамическом взаимодействии скирмионов. Рассчитанная по формуле (10) разница частот ферромагнитного резонанса блоховских и неелевских скирмионов имеет порядок 0.1 GHz для материалов с параметрами [14], что говорит о возможности экспериментальной регистрации структуры магнитных скирмионов по динамическому отклику, в частности методом широкозонного ферромагнитного резонанса.

4. Спиновые волны в спектре колебаний изолированного магнитного скирмиона в наноточке

Рассмотрим особенности спектров спиновых волн, возбуждаемых на фоне скирмионного состояния в изолированной наноточке. Для этого перейдем к угловым переменным, определяющим равновесное положение вектора намагниченности $\mathbf{m} = (\sin\Theta\cos\Phi, \sin\Theta\sin\Phi, \cos\Theta)$, где Θ и Φ — полярный и азимутальный углы в сферической системе координат, связанной с вектором $\mathbf{m}$, и к цилиндрическим координатам, используемым для описания радиус-вектора $\mathbf{r}(\boldsymbol{\rho}, z)$, где $\boldsymbol{\rho}$ — радиус-вектор в плоскости наноточки, ρ, φ — полярные координаты в плоскости наноточки, z — координата вдоль высоты наноточки.

Уравнение Ландау–Лифшица $\dot{M} = -\gamma[\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_0}[\mathbf{M}\times\dot{\mathbf{M}}]$, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta F}{\delta \mathbf{M}}$ в угловых переменных (Θ, Φ) имеет вид

$$\frac{M_s}{2\gamma}\sin\Theta\dot{\Theta} = A\Big((\nabla^2\Phi)\sin^2\Theta + (\nabla\Theta\cdot\nabla\Phi)\sin 2\Theta\Big) - D(\nabla\Theta\cdot\mathbf{m})\sin\Theta, \tag{11}$$

$$\frac{M_s}{2\gamma}\sin\Theta\dot{\Phi} = [K + A(\nabla\Phi)^2]\sin\Theta\cos\Theta - A\nabla^2\Theta - D(\nabla\Phi\cdot\mathbf{m})\sin\Theta. \tag{12}$$

Мы пренебрегаем затуханием в системе, полагая $\alpha = 0$, что является вполне оправданным, так как параметр затухания в рассматриваемых системах имеет величину порядка 0.01. Предполагая возбуждения скирмионного состояния малыми, линеаризуем уравнения (11), (12). Для этого перейдем к локальной системе координат, связанной с равновесной намагниченностью $\mathbf{m}_0$ ($\mathbf{m}_0\cdot\delta\mathbf{m} = 0$), и используем замену $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{m}_0(\mathbf{r}) + \delta\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$. В выбранной локальной системе координат ось Oz' совпадает с направлением равновесной намагниченности, динамическая намагниченность $\delta\mathbf{m}$ вращается в плоскости $x'Oy'$. В данном случае отклонения намагниченности от равновесного положения, выраженные в угловых переменных, примут вид

$$\Theta(\boldsymbol{\rho}, t) = \Theta_0(\rho) + \vartheta(\boldsymbol{\rho}, t), \quad \Phi(\boldsymbol{\rho}, t) = \Phi_0(\boldsymbol{\rho}) + \psi(\boldsymbol{\rho}, t), \tag{13}$$

$$\vartheta(\boldsymbol{\rho}, t) = a_{nm}(\rho)\cos(m\varphi - \omega t),$$
$$\mu(\boldsymbol{\rho}, t) = -\sin\Theta_0\psi(\boldsymbol{\rho}, t) = b_{nm}(\rho)\sin(m\varphi - \omega t), \tag{14}$$

где функции a_{nm} и b_{nm} определяют радиальные профили магнонных мод, n и m — номера радиальных и азимутальных мод, ω — собственная частота колебаний магнитного скирмиона.

Будем считать, что профиль скирмиона определяется пробной функцией, описывающей распределение намагниченности в радиальной доменной границе $\operatorname{tg}\frac{\Theta_0(\rho)}{2} = \exp\frac{\rho - R_c}{\Delta}$ (здесь R_c — координата центра доменной границы или радиус скирмиона, $\Delta = L_e/\sqrt{4\pi(Q-1)}$ — ширина доменной границы). Таким образом, мы допускаем, что при $\Theta_0(0) = 0$ скирмион имеет полярность $p = \cos\Theta_0(0) = +1$. Отметим, что линеаризованные уравнения динамики, которые получаются после подстановки уравнений (13), (14) в систему уравнений (11), (12), не зависят от фазы скирмиона, а именно являются общими для изолированных скирмионов блоховского и неелевского типа. Мы также предполагаем ступенчатую зависимость компоненты m_z от радиальной координаты, характерную для ультратонких радиальных доменных границ ($R_c \gg \Delta$). Подробное решение данной задачи представлено в работе [36], здесь мы акцентируем внимание на основных зависимостях, которые позволяют выявить особенности высокочастотного спинволнового спектра скирмионного состояния намагниченности в цилиндрической наноточке. Частоты высокочастотных спиновых мод скирмионного состояния в наноточках в ультратонких пленках в рамках обменного приближения определяются уравнением

$$\frac{\omega_{nm}}{\omega_M} = Q - 1 + \frac{1}{4\pi}\left(\frac{L_e}{R_c}\right)^2 x_{nm}^2, \tag{15}$$

где $L_e = \sqrt{2A}/M_s \approx 15-20\,\text{nm}$ — обменная длина рассматриваемого магнитного материала, $x_{n,m}$ — корни секулярного уравнения [36], полученного из граничных условий для радиальных профилей спинволновых мод $a_{nm}(\rho)$, $b_{nm}(\rho)$ (условия непрерывности распределения намагниченности на границе цилиндрического магнитного домена, соответствующей радиусу скирмиона R_c, и условия сильного пиннинга, т. е. закрепления спинов на границе наноточки).

На рис. 3 показаны зависимости собственных частот линеаризованных уравнений Ландау–Лифшица (11), (12) от радиуса скирмиона в единицах радиуса наноточки (R_c/R). Магнитные параметры, использованные для расчета, соответствуют экспериментальной работе [14], в которой исследовалась динамика магнитных скирмионов в тонких Co/Pt наноточках. Отметим, что в рамках приближения ультратонкой доменной границы частоты спиновых волн явным образом не зависят от константы Дзялошинского–Мория D. Однако такая зависимость явно присутствует в зависимости равновесного радиуса скирмиона R_c от параметра D. Увеличение толщины наноточки приводит к стабилизации уже существующего скирмиона Блоха. В случае неелевских скирмионов происходит постепенный переход от скирмиона с конфигурацией Нееля к скирмиону с конфигурацией Блоха, обусловленный увеличением магнитостатической энергии, связанной с объемными и боковыми поверхностными „магнитными зарядами“.

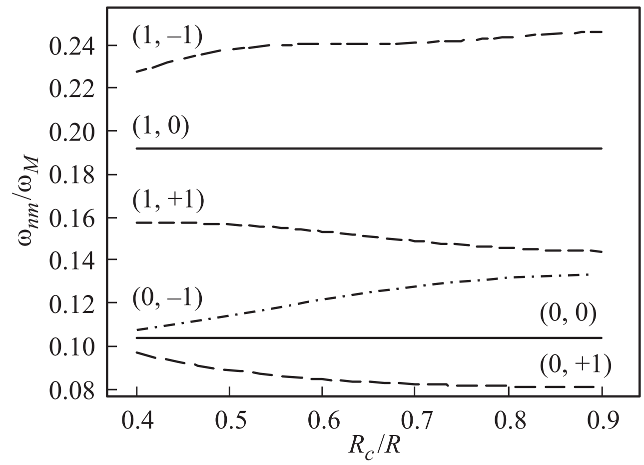

Рис. 3. График зависимости приведенных частот спиновых волн ω_{nm}/ω_M, возбуждаемых на фоне скирмиона в круглой магнитной наноточке радиуса 100 nm в зависимости от радиуса скирмиона R_c/R. $M_s = 1000$ G, $A = 1.6 \cdot 10^{-6}$ erg/cm^2, $K = 6.7 \cdot 10^6$ erg/cm^3, $L_e = 18$ nm, $\omega_M/2\pi = 37.1$ GHz, $R = 100$ nm.

Характерная асимметрия собственных частот спиновых мод, различающихся знаком азимутального индекса m, который определяет азимутальные моды колебаний (рис. 3), говорит о том, что спиновые волны, соответствующие вращениям динамической намагниченности вокруг центра наноточки по и против часовой стрелки, различны. Это непосредствнно связано с профилем скирмиона $m_z(\rho)$ или с наличием ненулевого топологического заряда, пропорционального гировектору, определенного формулой (4). Секулярное уравнение несимметрично относительно замены $m \to -m$. Оно имеет более сложную комбинационную симметрию, связанную с одновременной заменой $m \to -m$ и $p \to -p$. Азимутальные спиновые волны с индексами $m = +1/-1$ имеют качественные различия радиальных профилей для любых n $\big($профили $a_{nm}(\rho)$, $b_{nm}(\rho)$ пропорциональны функциям Бесселя 1-го рода $J_{m-1}(x_{nm}\rho/cR)\big)$. При этом профили спиновых волн с индексами $\pm|m|$ при $|m| > 1$ качественно идентичны. Положительная полярность $p = +1$ скирмиона соответствует гиротропному вращению центра скирмиона против часовой стрелки (CCW), которое сопровождается азимутальной спиновой волной с индексом $m = +1$, также вращающейся против часовой стрелки. Спиновая волна с $m = +1$ имеет высокую амплитуду, локализованную во внутреннем домене наноточки, и классифицируется как поддержанная спинволновая мода $\sim J_0(x_{n1}\rho/cR)$. Спиновая волна с индексом $m = -1$ (CW) вращается в противоположном гиротропному вращению направлении (по часовой стрелке). Как следствие ее амплитуда, локализованная во внутреннем домене, понижается вплоть до исчезновения, эта мода классифицируется как подавленная спинволновая мода $\sim J_2(x_{n,-1}\rho/cR)$. Остальные моды спиновых волн с азимутальными индексами $m = 0$ и $|m| > 1$ также подавляются в окрестности центра наноточки, так как их симметрия не соответствует симметрии гиротропной моды, определяемой индексами $m = +1/-1$.

5. Заключение

В данной работе рассмотрены основные аспекты динамики магнитных скирмионов в нанототочках, включая расчет спектров спиновых волн и гиротропных мод изолированного скирмиона и системы взаимодействующих скирмионов на примере 1D массива. Проведена классификация мод возбуждений скирмионного состояния. Показано, что при возбуждении скирмионов в изолированной наноточке возбуждается единственная низкочастотная гиротропная мода, основными характеристиками которой являются: самая низкая частота в спектре возбуждений и локализация моды в центральной области наноточки. Т.е. гиротропная мода связана с осцилляциями центральной части (ядра) скирмиона. Определение частоты гиротропной моды имеет значение, в частности, для процессов динамического переключения полярности скирмионного состояния, которое осуществляется через гиротропную моду. Исследования высокочастотного спектра возбуждений скирмионов в наноточке показали, что азимутальные спиновые волны, распространяющиеся на фоне скирмиона, характеризуются асимметрией по отношению к вращению моды: частоты и профили азимутальных мод, вращающихся по и против часовой стрелки (CW и CCW), различны. Отличительной особенностью динамики изолированных скирмионов в круглых наноточках является то, что спектр возбуждений, как низкочастотный (гиротропное вращение ядра скирмиона), так и высокочастотный (спиновые волны), является идентичным для скирмионов Блоха и Нееля. Внутренняя структура скирмионного состояния проявляется при учете взаимодействия между скирмионами. Исследование спектра линейной цепочки наноточек с основным скирмионным состоянием показало существенное различие динамических характеристик (частот ферромагнитного резонанса (ФМР), закона дисперсии, групповой скорости, ширины магнонной зоны) для скирмионов блоховского и неелевского типов, что позволяет предложить метод экспериментального обнаружения распределения спинов в скирмионе по динамическому отклику скирмионной системы, а именно по частоте ФМР, которая может быть зарегистрирована методом широкозонного ферромагнитного резонанса.

Список литературы

[1] S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, P. Boeni. Science **323**, 915 (2009).
[2] X.-Z. Yu, Y. Onoze, N. Kanazawa, J.H. Park, J.H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, Y. Tokura. Nature **65**, 901 (2010).
[3] S. Seki, X.Z. Yu, S. Ishiwata, Y. Tokura. Science 336, 198 (2012).

[4] C. Moreau-Luchaire, N. Reyren, J. Sampaio, C.A.F. Vaz, N. Van Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnicke, P. Wohlhїer, J.-M. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros, A. Fert. Nature Nanotechnol. **11**, 444 (2016).

[5] O. Boulle, J. Vogel, H. yang, S. Pizzini, D.S. Chaves, A. Locatelli, T.O. Mentes, A. Sala, L.D. Buda-Prejbeanu, O. Klein, M. Belmeguenai, Y. Roussigne, A. Stashkevich, S.M. Cherif, L. Aballe, M. Foerster, M. Chshiev, S. Auffret, I.M. Miron, G. Gaudin. Nature Nanotechnol. **11**, 449 (2016).

[6] S. Woo, K. Litzius, B. Krüger, M.Y. Im, M.Y. Caretta, K. Richter, M. Mann, A. Krone, R. Reeve, M. Weigand, P. Agrawal, P. Agrawal, P. Fischer, M. Kläui, G.S.D. Beach. Nature Mater. **15**, 501 (2016).

[7] L. Sun, R.X. Cao, B.F. Miao, B. You, D. Wu, W. Zhang, A. Hu, H.F. Ding. Phys. Rev. Lett. **110**, 167201 (2013).

[8] B.F. Miao, L. Sun, Y.W. Wu, X.D. Tao, X. Xiong, Y. Wen, R.X. Cao, P. Wang, D. Wu, Q.F. Zhan, B. You, J. Du, R.W. Li, H.F. Ding. Phys. Rev. B **90**, 174411 (2014).

[9] M. Mruczkiewicz, P. Gruszecki, M. Zelent, M. Krawczyk. Phys. Rev. B **93**, 174429 (2016).

[10] J. Kim, Y. Yang, Y.J. Cho, B. Kim, S.K. Kim. Sci. Rep. **7**, 45185 (2017).

[11] M. Mochizuki, S. Seki. J. Phys.: Condens Matter **27**, 503001 (2015).

[12] Y. Onose, Y. Okamura, S. Seki, S. Ishiwata, Y. Tokura. Phys. Rev. Lett. **109**, 037603 (2012).

[13] Y. Okamura, F. Kagawa, M. Mochizuki, M. Kubota, S. Seki, S. Seki, S. Ishiwata, M. Kawasaki, Y. Onose, Y. Tokura. Nature Commun. **4**, 2391 (2013).

[14] F. Buettner, C. Moutafis, M. Schneider, B. Krüger, C.M. Günther, J. Geilhufe, C. v. Korff Schmising, J. Mohanty, B. Pfau, S. Schaffert, A. Bisig, M. Foerster, T. Schulz, C.A.F. Vaz, J.H. Franken, H.J.M. Swagten, M. Kläui, S. Eisebitt. Nature. Phys. **11**, 225–228 (2015).

[15] T. Schwarze, J. Waizner, M. Garst, A. Bauer, I. Stasinopoulos, H. Berger, C. Pfleiderer, D. Grundler. Nature Mater. **14**, 478–483 (2015).

[16] N. Ogawa, S. Seki, Y. Tokura. Sci. Rep. **5**, 9552 (2015).

[17] S.Z. Lin, C.D. Batista, A. Saxena. Phys. Rev. B **89**, 024415 (2014).

[18] S. Zhang, J. Wang, Q. Zheng, Q. Zhu, X. Liu, S. Chen, C. Jin, Q. Liu, C. Jia, D. Xue. New J. Phys. **17** 023061 (2015).

[19] F. Garcia-Sanchez, J. Sampaio, N. Reyren, V. Cros, J.V. Kim. New J. Phys. **18**, 075011 (2016).

[20] M. Beg, M.A. Bisotti, D. Cores-Ortuno, W. Wang, R. Carey, M. Vousden, O. Novorka, C. Ciccarelli, C.S. Spencer, C.H. Marrows, H. Fangohr. Phys. Rev. B **95**, 014433 (2017).

[21] M. Mruczkiewicz, M. Krawczyk, K.Y. Guslienko. Phys. Rev. B **95**, 094414 (2017).

[22] W. Jiang, X. Zhang, G. Yu, W. Zhang, M.B. Jungfleisch, J.E. Pearson, O. Heinonen, K.L. Wang, Y. Zhou, A. Hoffmann, S.G.E. Velthuis. Nature Phys. **13**, 162 (2017).

[23] A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz, A. Rosch, R. Ritz, P.G. Niklowitz, P. Böni. Phys. Rev. Lett. **102**, 186602 (2009).

[24] T. Schulz, R. Ritz, A. Bauer, M. Halder, M. Wagner, C. Franz, C. Pfleidere. Nature Phys. **8**, 301 (2012).

[25] А.А. Белавин, А.М. Поляков. Письма в ЖЭТФ **22**, 503 (1975).

[26] Н.А. Усов, С.Е. Песчаный. ФММ **78**, 13 (1994).

[27] K.L. Metlov, K.Y. Guslienko. J. Magn. Magn. Mater. **242**–**245**, 1015 (2002).

[28] A.O. Leonov, T.L. Monchesky, N. Romming, A. Kubetzka, A.N. Bogdanov, R. Wiesendanger. New J.Phys. **18**, 065003 (2016).

[29] K.Y. Guslienko, J. Nanosci. Nanotechnol. **8**, 2745 (2008).

[30] K.Y. Guslienko. EPL **113**, 67002 (2016).

[31] K.Y. Guslienko, Z.V. Gareeva. IEEE Magn. Lett. **8**, 4100305 (2017).

[32] K.Y. Guslienko. IEEE Magn. Lett. **6**, 4000104 (2015).

[33] K.Y. Guslienko, Z.V. Gareeva. J. Magn. Magn. Mater. **442**, 176–182 (2017).

[34] O.V. Sukhostavets, J. Gonzalez, K.Y. Guslienko. Phys. Rev. B **87**, 094402 (2013).

[35] Z.V. Gareeva, K.Y. Guslienko. J. Phys.Commun. (2017).

[36] Z.V. Gareeva, K.Y. Guslienko. Phys. Stat. Solidi (RRL) — Rapid Res. Lett. **10**, 227–232 (2016).