

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Локализованные структуры в магнитных системах
без центра инверсии

А.Б. Борисов

Рассматриваются основные теоретические и экспериментальные результаты по изучению магнитных скирмионов в плёнках изотропных киральных магнетиков. Значительная часть статьи посвящена новым результатам, которые не были включены в предыдущие монографии и обзоры. Скирмионы характеризуются квантованным топологическим числом и привлекают значительное внимание исследователей из-за их динамики во внешних полях, которая обладает многообещающими особенностями с точки зрения применений в спинтронике. Особое внимание уделено структуре и взаимодействию трёхмерных скирмионов и новой магнитной структуры — так называемого кирального поплавок.

Ключевые слова: скирмион, киральный магнетик, гелимагнетик, киральный поплавок

PACS numbers: 02.70.Uu, 73.20.-r, 73.43.Cf, 75.10.Hk, 75.70.Ak

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.02.038701>

Содержание

1. Введение (291).
 2. Геликондальные структуры в кубических киральных магнетиках (292).
 3. Двумерные решётки скирмионов (295).
 4. Трёхмерные скирмионы в тонких плёнках киральных магнетиков (297).
 5. Фазовая диаграмма для плёнки изотропного гелимагнетика (299).
 6. Киральный поплавок (301).
 7. Экспериментальное обнаружение кирального поплавок в тонких плёнках гелимагнетика FeGe (303).
 8. Взаимодействие скирмионов (306).
 9. Спиральные структуры в киральных магнетиках (309).
 10. Заключение (310).
- Список литературы (311).

1. Введение

Термин "скирмион" был предложен Тони Скирмом в 1960-х годах для обозначения решения с топологической особенностью в нелинейной сигма-модели из области физики элементарных частиц [1–3]. С тех пор многие различные варианты понятия "скирмион" использова-

лись для названия состояний и локализованных частицеподобных возбуждений в различных конденсированных средах, включая двумерные электронные газы с квантовым эффектом Холла [4], конденсаты Бозе–Эйнштейна [5], жидкие кристаллы [6] и сверхтекучий ^3He .

Первые скирмионы наблюдались в 1983 году [7] (см. также монографию [8]) в киральной сверхтекучей А-фазе ^3He , где куперовское спаривание атомов происходит в состоянии со спином $S = 1$ в p -состоянии с орбитальным моментом $L = 1$. Эксперименты с использованием метода ядерного магнитного резонанса (ЯМР) ясно указывали на существование новых вихрей сверхтекучей жидкости со скоростью v_s , которая, в отличие от скорости вихрей в ^4He , не определялась градиентом фазы и являлась несингулярной на оси вихря. Квантование циркуляции новых вихрей определялось распределением поля вектора $\mathbf{l}$ ($|\mathbf{l}| = 1$), связанным с орбитальной частью параметра порядка и его топологией. В плоскости поперечного сечения вихря поле $\mathbf{l}$ дважды принимает все значения на сфере S^2 . Именно это обстоятельство и приводит к формированию новых вихрей в сверхтекучем $^3\text{He-A}$, названных вихрями-скирмионами. Топология таких частицеподобных солитонов, включая трёхмерные (3D) солитоны, мероны и хопфионы, обсуждалась в [8, 9].

Однако в последние годы скирмионы очень активно исследуются в области твердотельного магнетизма, где новые спиновые структуры также называются скирмионами. Эти текстуры представляют собой магнитные вихри, но, в отличие от исследованных ранее вихревых структур [10–12], они образуются в магнитных кристаллах без центра инверсии (киральные ферромагнетики). В таких системах конкуренция между обменным взаимодействием и взаимодействием Дзялошинского–Мории, обусловленным спин-орбитальным взаимодействием,

А.Б. Борисов

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
ул. Софьи Ковалевской 18, 620108 Екатеринбург,
Российская Федерация;
Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина,
ул. Куйбышева 48, 620026 Екатеринбург, Российская Федерация
E-mail: borisov@imp.uran.ru

Статья поступила 14 февраля 2019 г.,
после доработки 24 февраля 2019 г.

приводит к возникновению неколлинеарных или некопланарных спиновых структур, таких как магнитные вихри, доменные стенки и спирали.

Теоретически магнитные вихри как структуры с конечной энергией были предсказаны в нецентросимметричных магнитных кристаллах [13] ещё в 1989 г. (см. также [14]). Такие вихри позднее были названы магнитными скирмионами [15]. Несколько позднее, по аналогии с вихревой решёткой Абрикосова в сверхпроводниках второго рода, А. Богданов с соавторами указали на возможность образования решётки скирмионов в определённом интервале магнитных полей в ряде нецентросимметричных кристаллов [16–19]. В 2010 г. группа Токуры в экспериментах, выполненных на тонкой плёнке $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), обнаружила стабильную двумерную скирмионную решётку в широком диапазоне температур, вплоть почти до нулевой температуры [20]. Эта работа инициировала лавину публикаций по исследованию скирмионов и других текстур в объёмных и тонкоплёночных киральных магнетиках.

Скирмионы характеризуются квантованным топологическим числом и привлекают значительное внимание исследователей, поскольку их своеобразная динамика во внешних полях обладает многообещающими для приложений в спинтронике свойствами. К настоящему времени имеется обширная литература по структуре, физическим свойствам и динамике скирмионов, включая технические приложения (см. монографии [21–25] и обзоры [26–31]).

В настоящем обзоре приведены основные теоретические и экспериментальные результаты по исследованию магнитных скирмионов в плёнках изотропных киральных магнетиков. Существенная часть обзора посвящена рассмотрению новых результатов, не вошедших в прежние монографии и обзоры. К сожалению, по ряду причин Ф.Н. Рыбаков, который сам и вместе с коллегами внёс определяющий вклад в наши совместные работы, не смог быть соавтором этого обзора.

В разделе 2 дано краткое введение в геликоидальные структуры в киральных магнетиках, включая их теоретическое описание на основе функционала Гинзбурга–Ландау и результаты первых экспериментов обнаружения одномерных спиральных структур.

В разделе 3 приведены теоретическое описание скирмиона и двумерной скирмионной решётки в объёмном кристалле, а также результаты наблюдения группой Токуры скирмионной решётки в реальном пространстве в тонкой плёнке $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ методами ПЭМ. Полученная группой Токуры экспериментальная фазовая диаграмма магнитных структур в тонкой плёнке указывала на её существенные отличия от фазовых диаграмм в объёмном кристалле.

Первые трёхмерные расчёты киральных модулированных состояний в тонких плёнках кубических гелимагнетиков представлены в разделе 4. Показано, что конические модуляции геликоидов и скирмионных решёток обеспечивают конкретный механизм стабилизации этих структур в широком диапазоне магнитных полей при низких температурах.

В разделе 5 с помощью компьютерного моделирования предсказана новая фаза (стопка спиновых спиралей) в определённой области магнитных полей и толщины плёнки изотропного гелимагнетика.

Структура и свойства нового частицеподобного состояния — так называемого кирального поплавка, предсказанного в работе [32], — обсуждаются в разделе 6. В отличие от известных ранее магнитных локализованных структур: доменных границ, спиралей, скирмионов, вихрей — термодинамически стабильный киральный поплавок (bobber — в англоязычной литературе) формируется на границе раздела фаз или на поверхностях киральных магнетиков.

В разделе 7 приведены результаты экспериментального обнаружения кирального поплавка в тонких плёнках гелимагнетика FeGe с помощью внеосевой электронной голографии. Предложена новая концепция магнитной твердотельной памяти, основанная на кодировании потока данных цепью чередующихся магнитных скирмионов и киральных поплавок, которые играют роль битов 1 и 0.

Экспериментальные и теоретические исследования характера взаимодействия скирмионов между собой и с границами образца в нанополосках кирального магнетика FeGe описаны в разделе 8. Показано, что в магнитных полях, превышающих некоторое критическое значение, характер взаимодействия скирмионов изменяется от притяжения к отталкиванию, что количественно согласуется с результатами микромагнитного моделирования.

В разделе 9 представлены некоторые результаты теории двумерных магнитных спиральных текстур гелимагнетика FeGe , экспериментально обнаруженных в работе [33]. Аналитические и численные методы позволили определить структуру этих спиральных текстур и предсказать спиральные решётки.

2. Геликоидальные структуры в кубических киральных магнетиках

Рассмотрим вначале магнитные локализованные структуры в кристаллах без центра симметрии. Типичными примерами являются силицид марганца MnSi (первая подробно изученная магнитная система без центра инверсии [26]), FeGe и $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$. Напомним, что центром симметрии элементарной ячейки называется математическая точка, характеризующаяся тем, что на прямой, проведённой через эту точку, атомы одного сорта находятся на одинаковых расстояниях по обе стороны от неё. Соединение MnSi — это ферромагнитный 3d-металл с кубической кристаллической структурой $B20$ без центра симметрии (пространственная группа $P2_13$) (рис. 1). Это соединение существует в двух модификациях (правая и левая), являющихся зеркальными отражениями друг друга. Такие кристаллы называют энантиоморфными.

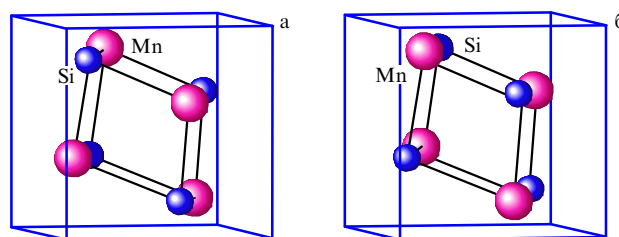


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Кристаллическая структура правой (а) и левой (б) модификаций MnSi .

Атомы правой модификации MnSi имеют координаты

$$(x, x, x), \left(\frac{1}{2} + x, \frac{1}{2} - x, -x\right), \left(-x, \frac{1}{2} + x, -x\right),$$

$$\left(\frac{1}{2} - x, -x, \frac{1}{2} + x\right),$$

где x измеряется в единицах постоянной решётки: $x_{\text{Mn}} = 0,137$, $x_{\text{Si}} = 0,845$. Левая модификация соответствует замене $x \rightarrow 1 - x$. Магнетики без центра симметрии часто называют киральными или геликоидальными. Для теоретического описания магнитных структур соединения MnSi используется микроскопическая модель гейзенберговского ферромагнетика с энергией вида

$$E = \sum_i \sum_{j(j \neq i)} (-J_{ij} \mathbf{s}_i \mathbf{s}_j + \mathbf{D}_{ij} [\mathbf{s}_i \times \mathbf{s}_j]) - g \mu_B \mathbf{H} \sum_i \mathbf{s}_i, \quad (1)$$

включающей в себя обменное взаимодействие спинов $\mathbf{s}_i$ на i -м узле решётки с обменными интегралами J_{ij} , взаимодействие Дзялошинского–Мории с анизотропным вектором $\mathbf{D}_{ij}$ и взаимодействие с внешним магнитным полем $\mathbf{H}$ (μ_B — магнетон Бора, g — гиромагнитное отношение). В типичных магнетиках без центра симметрии обменное взаимодействие Гейзенберга между соседними спинами имеет вид

$$-J \mathbf{s}_i \mathbf{s}_j, \quad |\mathbf{s}_i| = 1, \quad J > 0,$$

и в основном состоянии выстраивает спины в одном направлении (рис. 2а) [25]. В кубических кристаллах с кристаллической структурой типа $B20$ из-за потери симметрии инверсии возникает нетривиальное взаимодействие Дзялошинского–Мории (ДМ) [34, 35], обусловленное спин-орбитальным взаимодействием соседних атомов: $H = \lambda(\mathbf{S}_1 \mathbf{L}_1 + \mathbf{S}_2 \mathbf{L}_2)$. Для двух ближайших спинов взаимодействие ДМ имеет простой вид: $\mathbf{D}_{12}[\mathbf{s}_1 \times \mathbf{s}_2]$ [35]. Постоянный вектор $\mathbf{D}_{12}$ выражается через матричные элементы операторов орбитальных моментов электронов ($\mathbf{L}_1, \mathbf{L}_2$) в базисе атомных орбиталей и зависит от разности энергий атомов в возбуждённом и основном орбитальных состояниях. Это взаимодействие минимизируется при взаимно перпендикулярных соседних спинах (рис. 2б). В итоге из-за конкуренции взаимодействий

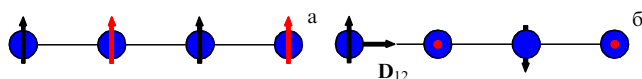


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Основные взаимодействия в киральных магнетиках: (а) ферромагнитный обмен, (б) неколлинеарное ДМ-взаимодействие. (Из работы [25].)

Гейзенберга и ДМ в структурах типа $B20$ устанавливается неоднородное основное состояние — спиральная (винтовая) структура [36] (рис. 3а).

Спиновая структура в элементарной ячейке MnSi описывается суперпозицией четырёх спиралей:

$$\mathbf{s}_i = \mathbf{a}_i \cos(\mathbf{k} \mathbf{r}) + \mathbf{b}_i \sin(\mathbf{k} \mathbf{r}), \quad i = 1, 2, 3, 4,$$

где $\mathbf{r}$ — положение атома в ячейке, $\mathbf{a}_i, \mathbf{b}_i$ — единичные векторы, $\mathbf{a}_i \mathbf{b}_i = 0$. Видно, что спины в каждой магнитной подрешётке вращаются в плоскости, перпендикулярной вектору $\mathbf{c}_i = \mathbf{a}_i \times \mathbf{b}_i$. Волновой вектор $\mathbf{k}$ задаёт не только направление модуляции, но и изменение фазы вращения спинов при переходе от начальной ячейки к соседним. Период модуляции зависит от температуры, и он несоизмерим с периодом решётки. Поэтому спиральные структуры часто называют длиннопериодическими или несоизмеримыми. Обзор [27] и книга [37] были одними из первых обзоров и монографий, в которых изложена теория длиннопериодических структур. Микроскопическая теория спиральных структур MnSi с энергией (1) предложена в [38], где, в частности, показано, что в приближении ближайших соседей модуль вектора $\mathbf{k}$ выражается через компоненты вектора Дзялошинского–Мории $\mathbf{D} = \mathbf{D}_{12}$:

$$|\mathbf{k}| = \frac{2(D_x - 2D_y + D_z)}{3J}, \quad \mathbf{D}_{12} \equiv \mathbf{D} = (D_x, D_y, D_z).$$

В работе [38] установлена связь микроскопической и феноменологической теорий. Показано, что в континуальном приближении энергия (1) спиральной структуры принимает вид

$$E = \int d\mathbf{r} \left[J_1 \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial x_i} + D_1 (\mathbf{s} \text{ rot } \mathbf{s}) + E_{\text{skew}} \right].$$

Два первых слагаемых совпадают с энергией феноменологической теории типа Гинзбурга–Ландау с параметрами

$$J_1 = \frac{3J}{4}, \quad D_1 = D_x - 2D_y + D_z.$$

Энергия скоса E_{skew} пропорциональна

$$J \left(12 + 2 \left(\frac{D_x + D_y}{J} \right)^2 \right)$$

и связана со скосами соседних спинов (или с разориентациями осей вращения $\mathbf{c}_i$ ($i = 1, 2, 3, 4$) четырёх спиралей с разными позициями Mn в элементарной ячейке).

Для макроскопического описания магнитных структур в соединениях $B20$ используется модель с плот-

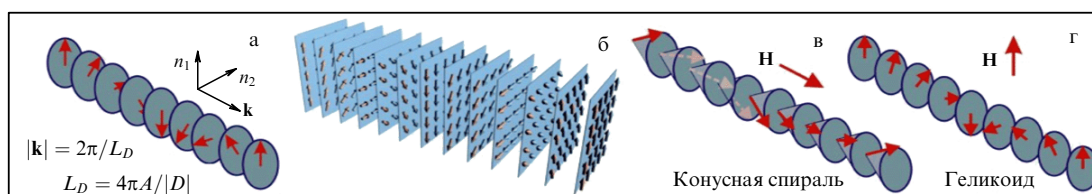


Рис. 3. Схематическое представление различных модулированных состояний в киральных магнетиках: (а) спиновая спираль в отсутствие магнитного поля с волновым вектором $\mathbf{k}$ вдоль оси z , (б) расположение спирали в плоскостях. Под влиянием магнитного поля (а) преобразуется или в конусную спираль (в) с наклонной намагниченностью и волновым вектором вдоль магнитного поля или в продольный геликоид (г).

ностью энергии

$$E = A \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x_i} + D \mathbf{n} \operatorname{rot} \mathbf{n} - M \mathbf{H} \mathbf{n}, \quad (2)$$

где $\mathbf{n} = (\sin \theta \cos \Phi, \sin \theta \sin \Phi, \cos \theta)$ — единичный вектор вдоль направления намагниченности, M — спонтанная намагниченность материала, A — постоянная обменного взаимодействия.

Теоретическое исследование одномерных киральных структур проведено в работах [16, 34, 35]. В отсутствие поля основным состоянием является спираль с вектором $\mathbf{k} = (0, 0, k)$ и периодом L_D :

$$\theta = \frac{\pi}{2}, \quad \Phi = kz, \quad k = \frac{|D|}{2A}, \quad L_D = \frac{2\pi}{k},$$

с распределением намагниченности

$$\mathbf{n} = (\cos(kz), \sin(kz), 0) \quad (3)$$

и плотностью энергии

$$E_{\text{hel}} = -\frac{H_D M}{2}, \quad H_D = \frac{D^2}{2AM},$$

изображённая на рис. 3а, б, где стрелками показаны направления вектора $\mathbf{n}$ (3) в плоскостях $z = \text{const}$, в которых магнитные моменты являются сонаправленными. Магнитные моменты изменяют свою ориентацию при переходе от слоя к слою, образуя спиральную волну с периодом L_D , который определяется постоянными обменного и спин-орбитального взаимодействий. При уменьшении последнего L_D стремится к бесконечности, что соответствует переходу к однородному ферромагнитному состоянию. В различных магнетиках типа B20 период структуры L_D изменяется от нескольких нанометров до нескольких сотен нанометров. В кубических гелимагнетиках в отсутствие поля основными состояниями будут также все геликоидальные структуры, которые получаются из (3) одновременными поворотами спинового и координатного пространств.

В магнитном поле существуют два основных состояния, которые различаются направлениями магнитного поля и намагниченности. В параллельном вектору спирали магнитном поле $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ спины отклоняются к направлению поля и простая спираль преобразуется в конусную спираль (образующую коническую фазу). В конической фазе (рис. 3в) распределение намагниченности имеет вид

$$\cos \theta = \frac{H}{H_D}, \quad \Phi = \frac{2\pi}{L_D} z \quad (4)$$

с плотностью энергии

$$E_{\text{cone}} = -\frac{H^2 + H_D^2}{2H_D} M. \quad (5)$$

В критическом поле $H = H_D$ коническая фаза переходит в ферромагнитное состояние, в котором все спины сонаправлены вектору поля и плотность энергии $E_{\text{sat}} = -HM$ ($H \geq H_D$). Из сравнения плотностей энергии следует, что переход по полю коническая фаза — ферромагнетик является фазовым переходом второго рода.

Если магнитное поле $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ перпендикулярно вектору спирали $\mathbf{k} = (k, 0, 0)$ и $\Phi = \pi/2$ (как в блоховской

доменной границе), то вектор $\mathbf{n}$ лежит в плоскости yz ,

$$\mathbf{n} = \mathbf{e}_y \sin \theta(x) + \mathbf{e}_z \cos \theta(x),$$

где угол $\theta(x)$ определяет модулированную геликоидальную структуру (рис. 3г), явный вид которой,

$$\cos \frac{\theta}{2} = \operatorname{sn} \left(\frac{2\sqrt{H}x}{mL_D\sqrt{H_D}}, m \right), \quad \sin \frac{\theta}{2} = \operatorname{cn} \left(\frac{2\sqrt{H}x}{mL_D\sqrt{H_D}}, m \right), \quad (6)$$

находится интегрированием уравнений Эйлера

$$2A \frac{d^2 \theta}{dx^2} - HM \sin \theta = 0$$

для функционала (2). Здесь $\operatorname{sn}(x, m)$, $\operatorname{cn}(x, m)$ — эллиптические функции Якоби с модулем m ($0 \leq m \leq 1$). Параметр m определяется минимизацией средней энергии $\bar{E}$, приходящейся на один период L структуры:

$$\bar{E} = \frac{1}{L} \int_0^L E dz = MH \left(1 - \frac{2}{m^2} + \frac{4E(m)}{K(m)} \right) - \frac{D\pi}{mK(m)} \sqrt{\frac{HM}{2A}}, \quad (7)$$

где $K(m)$ и $E(m)$ — полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно. Непосредственные вычисления показывают, что средняя энергия минимальна, если m удовлетворяет неявному уравнению

$$m\pi\sqrt{H_D} - 4\sqrt{HE(m)} = 0. \quad (8)$$

Тогда равновесная средняя энергия $\bar{E}$ и период геликоида L выражаются как

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \frac{1}{m^2} H(m^2 - 2)M, \\ L &= \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{H_D}{H}} mL_D K(m) = \frac{4}{\pi^2} L_D K(m) E(m). \end{aligned} \quad (9)$$

Уравнение (8) имеет решения при условии

$$\sqrt{\frac{H_D}{H}} > \frac{4}{\pi}.$$

Формулы (7)–(9) дают полное аналитическое описание геликоидальной структуры. Период геликоида непрерывно увеличивается от $L = L_D$ при $H = 0$ (так как $E(0) = K(0) = \pi/2$ при $m = 0$) до бесконечности в критическом поле H_c (при $m = 1$):

$$H_c = \frac{H_D \pi^2}{16}. \quad (10)$$

При этом явный вид геликоидальной структуры изменяется от синусоидальной

$$\cos \theta = \cos \left(\frac{2\pi}{L_D} x \right), \quad H = 0,$$

до локализованной

$$\cos \theta = 1 - \frac{2}{\cosh [\pi^2 x / (2L_D)]^2}, \quad H = H_c.$$

В магнитных полях $H > H_c$ уравнение (8) не имеет решений. Основным состоянием является $\theta = 0$ (ферромагнитное упорядочение).

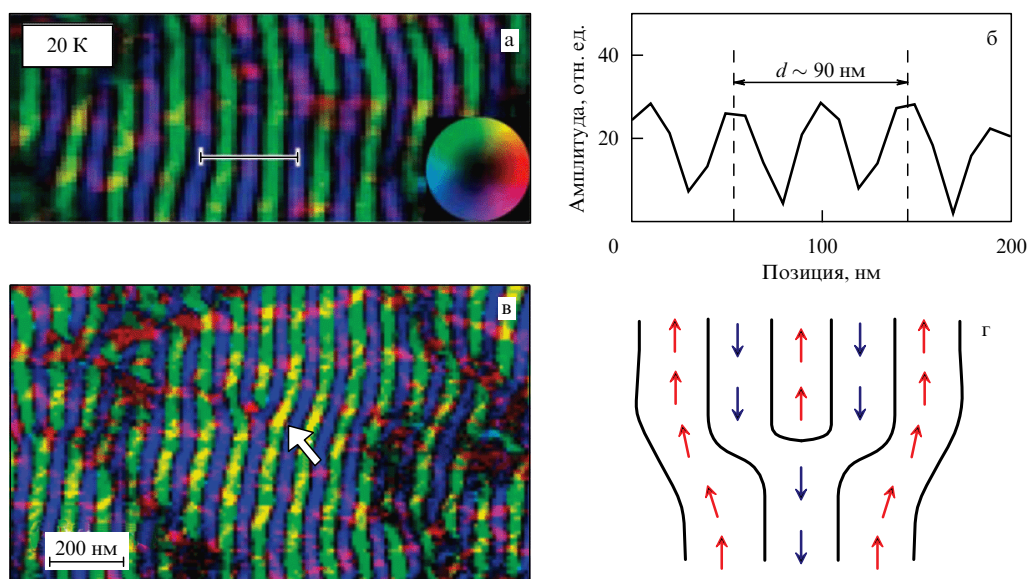


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Спиральный спиновый порядок в $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ (см. пояснение в тексте).

В ряде экспериментальных работ (см., например, [39–45] и цитированную там литературу) с помощью рассеяния нейтронов исследованы спиральные структуры в соединениях $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ и MnSi . В изотропном гелимагнетике $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ методом ПЭМ наблюдалась спиральная структура с вектором $\mathbf{k} = (k, 0, 0)$ вдоль направления $[100]$ и намагниченностью $\mathbf{M} = |\mathbf{M}|(0, \sin(kx), \cos(kx))$ [46]. В отличие от рассеяния нейтронов, которое даёт информацию о магнитной структуре в импульсном пространстве, метод ПЭМ позволяет визуализировать магнитную структуру в реальном пространстве и обладает тем преимуществом, что одиночные спиновые текстуры, дислокации скирмионного кристалла и т.д. можно наблюдать при изменениях температуры и магнитного поля. ПЭМ предполагает изучение тонких образцов с помощью пучка электронов. Когда поток электронов облучает ферромагнетик, сила Лоренца, индуцированная компонентой намагниченности, ортогональной падающему пучку электронов, отклоняет пучок, после чего он фокусируется на устройстве формирования изображения. Для обработки результатов ПЭМ используется уравнение транспортной интенсивности (УТИ) [47].

Спиральная структура $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$, приведённая на рис. 4 (при температуре ниже неелевской $T_N = 38$ K), получена в [46] методом ПЭМ с электронным пучком, перпендикулярным плоскости плёнки. Изображение на рис. 4а ясно показывает распределение намагниченности в периодической полосовой структуре (полосы ортогональны оси $[100]$). Направление и амплитуда намагниченности представлены изменением цвета и яркости согласно цветовой карте (правый нижний угол рис. 4а). Зелёные и фиолетовые пары полосок изображают области с противоположной магнитной ориентацией; более тёмные области соответствуют меньшей амплитуде локальной намагниченности. Синусоидальная модуляция на рис. 4б (профиль амплитуды намагниченности вдоль светлой линии на рис. 4а) указывает на спиральное спиновое упорядочение с периодом 90 нм вдоль оси $[100]$, что хорошо согласуется с нейтронографическими результатами [48–50].

Ещё одной интересной особенностью магнитной структуры $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$, согласно [46], является наличие топологических магнитных дефектов. Экспериментальные результаты выявили дефекты спиральной структуры, которые аналогичны зёрнам и дислокациям в кристаллической решётке [51]. На рисунке 4в показано распределение намагниченности в образце, которое состоит из нескольких областей, разделённых волнистыми линиями с тёмным контрастом. Внутри каждой области (магнитного домена) существует периодический порядок спинов с заданным направлением оси спирали. Большинство соседних областей характеризуется небольшой разориентацией спиральной оси, но не изменением периода спирали. Спиновые полосы можно увидеть даже внутри тёмно-контрастных областей, где спиральный порядок спинов менее регулярен. Поэтому волнистую тёмно-контрастную область можно назвать спиральной границей магнитного домена. После нагревания образца до температуры $T > T_N$ с последующим охлаждением до исходной температуры (20 K) возникали новые доменные структуры, которые отличались от прежних формой и размерами. Доменные структуры чувствительны также к воздействию магнитных полей. На рисунке 4г схематически изображена магнитная краевая дислокация, которая находится в области, указанной стрелкой на рис. 4в.

3. Двумерные решётки скирмионов

Как упоминалось во введении, двумерные магнитные вихри — скирмионы (СК) в кристаллах без центра инверсии впервые были предсказаны [13, 14] в 1989–1990 гг. по аналогии с вихрями в сверхпроводниках второго рода. В таких магнетиках могут существовать локализованные структуры с конечной энергией, которые стабилизируются отрицательным взаимодействием ДМ. В работе [16] посредством численного интегрирования уравнений Лагранжа–Эйлера для функционала энергии (2) исследована структура изолированных скирмионов при разных значениях магнитного поля и параметра легкоосной анизотропии в киральных магнетиках

кристаллических классов D_n , C_{nv} ($n = 3, 4, 6$). Профили скирмионов задавались подстановками

$$\theta = \theta(\rho), \quad \Phi = \phi + \frac{\pi}{2}, \quad (11)$$

$$\theta = \theta(\rho), \quad \Phi = \phi \quad (12)$$

и асимптотическими условиями $\theta(\infty) = 0$, $\theta(0) = \pi$ в полярной системе координат (ρ, ϕ) . Такие структуры получили название скирмионов типа Блоха и Нееля соответственно.

Из асимптотических условий $\mathbf{n} \rightarrow (0, 0, -1)$ (при $\rho \rightarrow \infty$) следует, что мы можем рассматривать это поле на расширенной плоскости R^2 , к которой присоединена бесконечно удалённая точка (∞). Такая плоскость изоморфна двумерной сфере, в символической записи $S_R^2 = R^2 \cup \infty$. С другой стороны, поле $\mathbf{n}(x, y)$ принимает значения на единичной сфере S_n^2 ($\mathbf{n}^2 = 1$). Иными словами, функция $\mathbf{n}(x, y)$ отображает сферу S_R^2 на сферу S_n^2 . В топологии множество отображений сферы на сферу разбивается на классы эквивалентности (гомотопические классы) и непрерывной деформацией можно перевести отображения только внутри одного класса. Каждому гомотопическому классу можно поставить в соответствие целое число Q , называемое топологическим зарядом, которое не изменяется при непрерывной деформации поля. Для поля единичного вектора топологический заряд определяется выражением

$$Q = \frac{1}{4\pi} \int \sin \theta (\partial_x \theta \partial_y \Phi - \partial_y \theta \partial_x \Phi) dx dy.$$

Простые вычисления показывают, что топологический заряд для скирмиона имеет вид

$$Q = \frac{1}{4\pi} \int \sin \theta d\theta d\Phi = -\frac{1}{2} (\cos \theta(\infty) - \cos \theta(0)) = -1.$$

Кроме того, в работах [16, 18, 52] была предсказана двумерная решётка скирмионов, аналогичная решётке вихрей Абрикосова в сверхпроводниках второго рода. Шестиугольные ячейки решётки были аппроксимированы круговыми ячейками, и в этом приближении численно исследована энергия спиновой текстуры единичной площади

$$w = \frac{2}{R^2} \int_0^R E(\theta(r), r) dr$$

при граничных условиях

$$\theta(0) = \pi, \quad \theta(R) = 0.$$

Здесь $E(\theta(r), r)$ — плотность энергии магнетика, R — радиус ячейки. Результаты вычислений дают равновесный радиус R вихревой ячейки, который зависит от внешнего магнитного поля и параметра анизотропии. Наконец, в работе [17] в рамках модели, допускающей изменения спонтанной намагниченности (характерный пример — металлические магнетики), показано, что скирмионные текстуры как основные состояния могут существовать во многих киральных магнетиках, в том числе на поверхностях тонких плёнок и объёмных образцов.

Эксперименты по малоугловому рассеянию нейтронов в соединениях MnSi [53] и $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ [54] показали, что в некоторой ограниченной области параметров температура — магнитное поле для всех ориентаций магнитного поля относительно решётки атомов наблюдается шесть пиков брэгговских отражений от гексагональной решётки, строго перпендикулярной магнитному полю. В [53] высказано предположение, что они отвечают новой магнитной фазе, названной А-фазой. Намагниченность в этой фазе можно аппроксимировать суперпозицией намагниченностей трёх геликоидальных структур, перпендикулярных внешнему полю и повернутых относительно друг друга на 120° . Спиновую текстуру с наименьшей энергией можно рассматривать как двумерную решётку магнитных вихрей, для которых намагниченность в центре противонаправлена вектору приложенного поля. Авторы [53] в результате анализа теоретических и экспериментальных данных пришли к выводу о том, что в А-фазе решётка скирмионов стабилизирована тепловыми флуктуациями.

Впервые двумерная скирмионная решётка в реальном пространстве наблюдалась в тонкой плёнке $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ методами ПЭМ [20]. Результаты моделирования методом Монте-Карло в работе [20] для дискретной версии гамильтониана во внешнем магнитном поле предсказывают, что спиральная структура преобразуется в двумерную решётку скирмионов, когда толщина плёнки близка к периоду спиральной структуры. Наблюдения ПЭМ в нулевом поле при температурах ниже температуры магнитного перехода (38 К) ясно показывают полосовую структуру (рис. 5а) с поперечной составляющей намагниченности и периодом 90 нм. Спиральная структура образуется вдоль направлений $[100]$ или $[010]$. Если магнитное поле (50 мТл) приложено по нормали к пластине, то, как и предсказывает моделирование, наблюдается двумерная гексагональная решётка скирмионов (рис. 5б). Схема спиновой конфигурации скирмиона в увеличен-

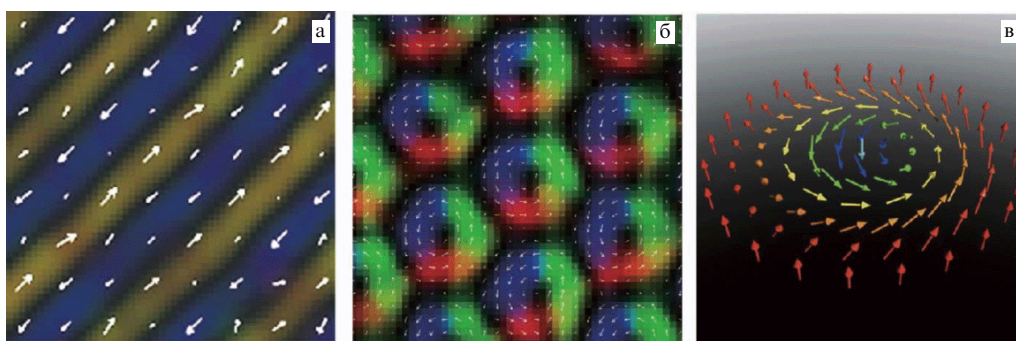


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Топологические спиновые текстуры в плёнке $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$. Геликоидальная (а) и скирмионная (б) структуры, предсказанные с помощью моделирования методом Монте-Карло. (в) Схема спиновой конфигурации скирмиона.

ном масштабе приведена на рис. 5в. Период решётки того же порядка величины, что и период исходной полосовой структуры, — 90 нм. Каждый скирмион имеет выигрыш в энергии взаимодействия Дзялошинского–Мории. Области между скирмионами дают выигрыш в энергии магнитного поля. Таким образом, плотноупакованная гексагональная решётка скирмионов обеспечивает выигрыш в обеих энергиях. Закрутка спинов против часовой стрелки в области каждого скирмиона отражает знак взаимодействия Дзялошинского–Мории кирального магнетика. Из результатов моделирования следует, что спины в чёрных центрах скирмионов направлены вниз.

В работе [20] исследованы также полевые и температурные зависимости спиновых текстур. Во-первых, изучено изотермическое изменение спиновой текстуры в магнитном поле, приложенном по нормали (001) к поверхности плёнки. Конфигурация магнитной структуры в отсутствие поля совпадает со спиральной структурой вдоль направления [100]. При увеличении магнитного поля до 20 мТл в полосовой структуре зарождается фрагмент гексагональной решётки скирмионов. При дальнейшем увеличении магнитного поля до 50 мТл полосовые домены полностью преобразуются в гексагональную решётку скирмионов, которая занимает всю поверхность (001) образца, за исключением области, содержащей дислокацию. Решётку скирмионов сменяет однородное ферромагнитное упорядочение спинов в магнитном поле порядка 80 мТл. Аналогичная картина зарождения скирмионов наблюдается при изменении температуры в постоянном магнитном поле (50 мТл), направленном по нормали к поверхности плёнки. Полосовая спиновая текстура, наблюдаемая при температуре 5 К, при 15 К переходит в смешанную структуру из полос и скирмионов, далее при 25 К образуется гексагональная решётка скирмионов, при 40 К неоднородное спиновое упорядочение исчезает.

Экспериментальная фазовая диаграмма спиновых текстур тонкой плёнки $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ на рис. 6 хорошо согласуется с результатами моделирования методом Монте-Карло двумерной (2D) модели (2). Магнитное поле и температура нормированы с использованием произвольных постоянных B_C и T_C . Цветные полосы в правой части фазовой диаграммы показывают плотность скирмионов в единицах 10^{-12} м^2 на d^2 , где d —

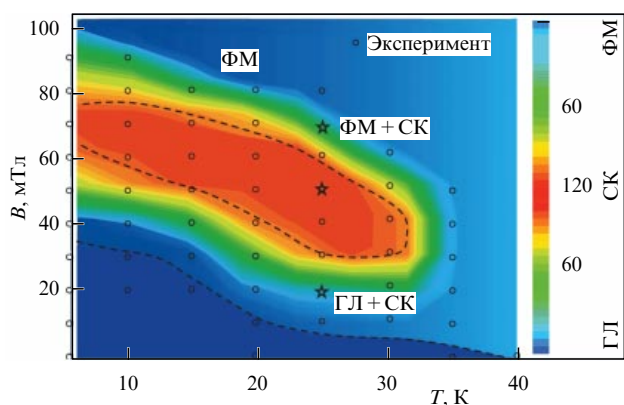


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Экспериментальная фазовая диаграмма магнитной структуры в тонкой плёнке $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ в плоскости магнитная индукция – температура ($B-T$).

длина волны геликоида. Штриховые линии являются границами фаз между скирмионным кристаллом (СК), геликоидальной структурой (ГЛ) и ферромагнетиком (ФМ). Наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с результатами численного моделирования не только для границ между геликоидальной фазой и скирмионным кристаллом, но и для областей сосуществования состояний ГЛ, ФМ и СК. Переход в скирмионную фазу даже в слабом магнитном поле зависит от температуры.

Кроме того, в [20] отмечены *существенные различия фазовых диаграмм в тонкой плёнке и объёмном кристалле*. Скирмионная фаза плёнки на фазовой $T-B$ -плоскости занимает сравнительно большую область. В объёмном кристалле скирмионная фаза существует только в узком окне $T-B$ -плоскости: при магнитной индукции порядка 10 мТл и температурах 35–40 К [43]. Критическое поле в ферромагнитной области плёнки по сравнению с таковым в трёхмерном случае усиливается (до 100 мТл при 5 К). Интересно, что фаза СК в плёнке может быть получена, что важно, с помощью магнитного поля, перпендикулярного плёнке, даже при низких температурах, когда тепловые флуктуации малы.

4. Трёхмерные скирмионы в тонких плёнках киральных магнетиков

Согласно теории, развитой Богдановым с коллегами [16, 18, 55], квазидвумерные скирмионы в объёмных киральных магнетиках с относительно слабой кристаллографической анизотропией могут существовать только в метастабильном состоянии. Энергии скирмионов всегда выше энергии конической фазы, которая доминирует в объёмных образцах почти во всём диапазоне магнитных полей и температур. Этот вывод согласуется со многими экспериментальными исследованиями киральных магнетиков, в которых скирмионы не наблюдались. Единственным исключением является А-фаза — область высоких температур фазовой диаграммы (немного ниже температуры однородного упорядочения), в которой скирмионы стабилизируются тепловыми флуктуациями.

Теоретические модели предсказывают [18, 55–57], что в объёмных магнетиках скирмионы можно стабилизировать также сильной кубической или одноосной анизотропией (в том числе анизотропией типа "лёгкая плоскость", наведённой магнитоупругим взаимодействием) либо другой специальной симметрией кристалла, которая подавляет образование конической фазы. Экспериментальные наблюдения магнитных свойств скирмионов в тонких плёнках кубических гелимагнетиков [20, 58–62] в отсутствие наведённой анизотропии явно отличались от магнитных свойств скирмионов в объёмных кубических гелимагнетиках, где скирмионы могут существовать только как метастабильные состояния. В связи с этим в работе [63] были выполнены первые трёхмерные расчёты киральных модулированных состояний в тонких плёнках кубических гелимагнетиков. В результате был выяснен физический механизм, лежащий в основе формирования скирмионов в магнетиках без центра инверсии.

В численных расчётах использовалось выражение (2) для плотности энергии кубического ферромагнетика без центра инверсии, не учитывающее собственную и индуцированную внешним воздействием энергию магнитной

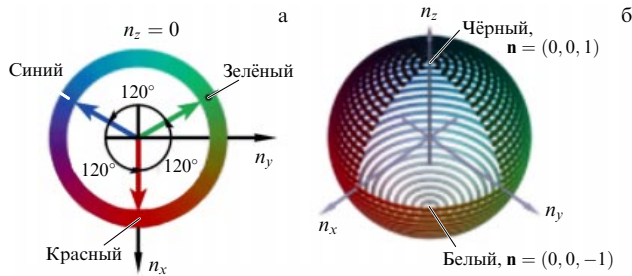


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Направления вектора $\mathbf{n}$ в сечении $n_z = 0$ (а) и на сфере (б), показанные разными цветами.

анизотропии

$$Kn_z^2,$$

а также магнитодипольное взаимодействие, которые оказываются слабыми из-за стабилизирующего влияния взаимодействия ДМ [64]. Рассматривалась бесконечная в направлениях x и y плёнка толщиной L , ограниченная параллельными плоскостями $z = \pm L/2$. Численные решения получены прямой минимизацией функционала энергии со свободными граничными условиями вдоль оси z ($\partial_z \theta = 0$, $\partial_z \Phi = 0$) и периодическими граничными условиями в (x, y) -плоскости. Это приводит к равносному неоднородному распределению намагниченности в плёнке, которое зависит от трёх пространственных переменных и двух параметров: безразмерного магнитного поля H/H_D и параметра конфинемента L/L_D . В работе [63] разработан специальный алгоритм вычислений в архитектуре CUDA¹ для графических карт Nvidia и использован нелинейный метод сопряжённых градиентов при минимизации функционала энергии. Результаты минимизации проверялись на совместимость с уравнениями Эйлера–Лагранжа.

Здесь и далее для указания направления вектора $\mathbf{n}$ на рисунках используется карта цветов, определённая на рис. 7. Результаты численного моделирования представлены на рис. 8, 9.

¹ CUDA (Compute Unified Device Architecture) — программно-аппаратная архитектура параллельных вычислений, позволяющая повысить вычислительную производительность благодаря использованию графических процессоров фирмы Nvidia.

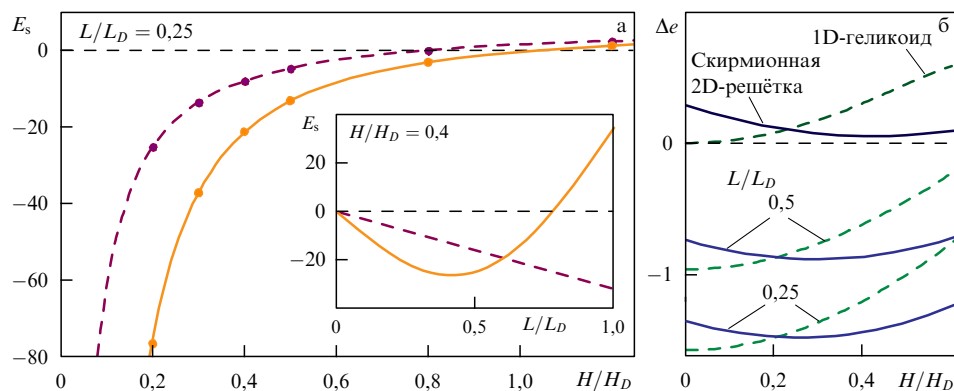


Рис. 8. (В цвете онлайн.) (а) Зависимость от поля H/H_D равновесной энергии (14) изолированных 3D-скирмионов (сплошная кривая) и однородных вдоль оси z 2D-скирмионов (штриховая кривая). (б) Зависимость от приложенного поля разности энергий ΔE скирмионной решётки и конусной фазы (сплошная синяя кривая), а также геликоидальной и конусной фаз (штриховая зелёная кривая).

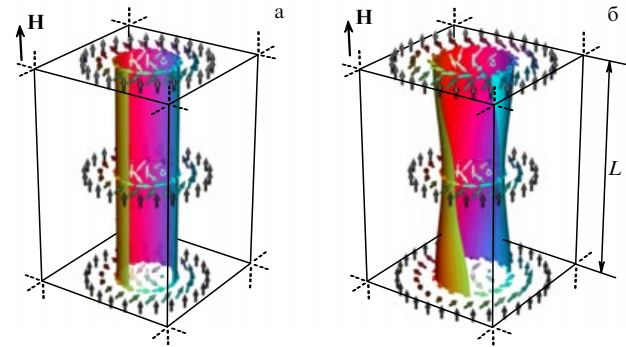


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Схематические изображения скирмионных трубок. (а) Векторные поля и изоповерхности $n_z = 0$ для скирмионной трубки с однородной намагниченностью вдоль оси симметрии. (б) Скирмионная трубка с неоднородной в трёх направлениях намагниченностью и поворотами магнитных моментов, индуцированными поверхностью плёнки. $n_z > 0$, $n_x < 0$ в сечениях $z = \text{const}$.

Равновесная конфигурация 3D-решётки скирмионов сильно отличается от 2D-решётки скирмионов в объёмных гелимагнетиках. Распределение намагниченности $\mathbf{n}$ в цилиндрической системе координат, зависящее от трёх переменных: ρ , ϕ , z , демонстрирует сложные трёхмерные модуляции плоскости z (см. также видеоролик в [65], иллюстрирующий коническую и геликоидальную магнитные структуры, а также структуру скирмиона в плёнке). При численном моделировании пробные функции

$$\theta = \theta(\rho), \quad \Phi = \phi + \frac{\pi}{2} + \frac{2\pi}{L_D} z \quad (13)$$

обеспечивают хорошее приближение решений для изолированных и решёточных 3D-скирмионов. В формулах (13) пренебрегается зависимостью поля Φ от ρ , угла θ от z , а слагаемое $2\pi z/L_D$ берётся таким же, как в конической фазе (4).

Энергия скирмиона в приближении (13) вычислялась по формуле

$$E_s = \frac{1}{AL_D} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-L/2}^{L/2} dz \int_0^\infty (E - E_0) \rho d\rho, \quad (14)$$

где $E_0 = -HM$ — плотность энергии насыщенного состояния. Результаты, приведённые на рис. 8а, показывают, что в широком диапазоне параметров,

$0,2 < H/H_D < 1$, энергия изолированных 3D-скирмионов меньше энергии однородных вдоль оси z 2D-скирмионов. Толщина плёнки $L/L_D = 0,25$. На вставке рис. 8а приведена зависимость равновесной энергии скирмиона от толщины плёнки в фиксированном поле $H/H_D = 0,4$.

Результаты численного моделирования показывают, что геликоиды также становятся неоднородными по толщине плёнки (см. видеоролик в [65]). Конусные состояния, оси которых перпендикулярны плёнке, совместимы с геометрией плёнки, а свободные граничные условия не накладывают ограничений на такие модуляции. Для численных расчётов модулированных структур удобно ввести безразмерную плотность энергии:

$$e = \frac{2\langle E \rangle}{MH_D},$$

где $\langle E \rangle$ — плотность энергии, усреднённая по периоду модуляции. Тогда, согласно (5), в конической фазе объёмного образца

$$e_{\text{cone}} = -\left(1 + \frac{H^2}{H_D^2}\right).$$

Расчёты показывают, что конические фазы плёнки и объёмного образца почти совпадают и дают одинаковые значения равновесной плотности энергии. Конические состояния (4) существуют даже в плёнках с толщиной, меньшей периода спирали.

Были рассчитаны равновесные плотности энергии геликоидальной структуры e_{HS} и 3D-скирмионной решётки e_{SL} . Проведено их сравнение с плотностью энергии конической фазы e_{cone} . На рисунке 8б представлены зависимости разностей $\Delta e_{\text{HS-cone}} = e_{\text{HS}} - e_{\text{cone}}$ и $\Delta e_{\text{SL-cone}} = e_{\text{SL}} - e_{\text{cone}}$ от магнитного поля вместе с соответствующими результатами для 1D-геликоида и решётки 2D-скирмионов в объёмных кубических гелимагнетиках. Функции Δe построены для значений нормированной толщины плёнки $L/L_D = 0,25$ и $0,5$.

В объёмных образцах коническая фаза имеет самую низкую энергию при всех значениях H , меньших поля насыщения H_D . Эта ситуация сохраняется и в достаточно толстых плёнках (см. вставку на рис. 8а). Тем не менее энергетический баланс между фазами резко изменяется, когда толщина плёнки меньше некоторого критического значения. Тогда 3D-модулированные геликоиды и скирмионные решётки становятся энергетически более выгодными, чем коническая фаза (рис. 8б). Последнее означает, что в достаточно тонких плёнках кубического гелимагнетика 3D-конические модуляции геликоидов и скирмионных решёток обеспечивают конкретный механизм стабилизации этих структур в широком диапазоне магнитных полей.

На рисунке 9а приведена структура однородной нескрученной скирмионной трубки в толстых плёнках или объёмных образцах. На рисунке 9б схематически представлен результат численных расчётов структуры скирмионной трубки в тонкой плёнке. Этот случай характеризуется неоднородной по толщине плёнке закруткой намагниченности. Магнитные моменты в верхнем поверхностном слое немного наклонены к центру скирмиона, в то время как в нижней части плёнки они, напротив, немного наклонены от центра. Закрутки спинов на верхней и нижней гранях плёнки соответствуют промежуточным конфигурациям между чисто блохов-

скими ($\Phi = \pi/2 + \phi$) и неелевскими ($\Phi = \phi$) типами скирмионов. Отметим, что наибольшие отклонения испытывают спины вблизи поверхностей плёнки, где они слабо связаны между собой из-за меньшего числа соседей. Энергетический выигрыш по вкладу взаимодействия ДМ накапливается вдоль толщины плёнки и снижает общую энергию состояния так, что в определённом диапазоне магнитных полей и толщины плёнки неоднородная скирмионная трубка становится энергетически более выгодной, чем коническая фаза.

В первых прямых наблюдениях киральных скирмионов в соединении $\text{Fe}_{0,5}\text{Co}_{0,5}\text{Si}$ толщина плёнки составляла $L = 20$ нм и $L_D = 90$ нм, что заметно меньше критической толщины. Таким образом, неоднородная по толщине плёнки закрутка намагниченности является ключом к выяснению механизма стабилизации 3D-скирмионов при низких температурах. Эффект закрутки скирмионных трубок впервые экспериментально обнаружен в работах [66, 67] и подтверждён последующими исследованиями (см. [68] и цитированную там литературу).

5. Фазовая диаграмма для плёнки изотропного гелимагнетика

В разделе 4 отмечалось, что существует критическая толщина плёнки, при превышении которой выигрыш в энергии от закручивания намагниченности вблизи поверхности плёнки становится недостаточным для стабилизации решётки скирмионов. Для установления диапазонов толщин и магнитных полей, определяющих области устойчивости решётки скирмионов и других состояний, в работе [69] рассчитана фазовая диаграмма плёнки изотропного гелимагнетика. Сравнение плотностей энергии каждого из равновесных состояний, полученных минимизацией функционала энергии

$$E = A \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x_i} + D \mathbf{n} \text{ rot } \mathbf{n} + MH(1 - n_z) + E_0, \quad (15)$$

где E_0 — энергия насыщенного ферромагнитного состояния, позволяет определить геометрические и материальные параметры плёнки, соответствующие разным фазам.

На фазовой диаграмме, представленной на рис. 10а, толщина плёнки и величина магнитного поля, направленного по нормали к поверхности плёнки, приведены в безразмерных единицах L/L_D и H/H_D соответственно. В центральной части рис. 10а толщина плёнки изменяется от 0 до $50L_D$ (где L_D — период геликоида при $H = 0$). На вставке показаны детали фазовой диаграммы для плёнок толщиной $0 < L \leq 10L_D$. В небольшой заштрихованной области конической фазы изолированные метастабильные скирмионы имеют наименьшую энергию. Левая часть рис. 10а соответствует монослою (двумерному гелимагнетик), а правая — случаю чрезвычайно толстой плёнки (объёмному кристаллу). Кружки I и II с координатами L/L_D и H/H_D соответствуют тройным точкам. Величины L_D и H_D выражаются через материальные параметры A, D, M , которые могут быть измерены экспериментально. Сплошные кривые на рис. 10а соответствуют фазовым переходам первого рода между геликоидальной спиновой спиралью (красная область), скирмионной решёткой (серая область), конической фазой (белая область) и новой фазой (жёлтая область), которая получила название "стопка спиновых спиралей" (CCC) (stacked spin spirals). Горизонтальная штриховая

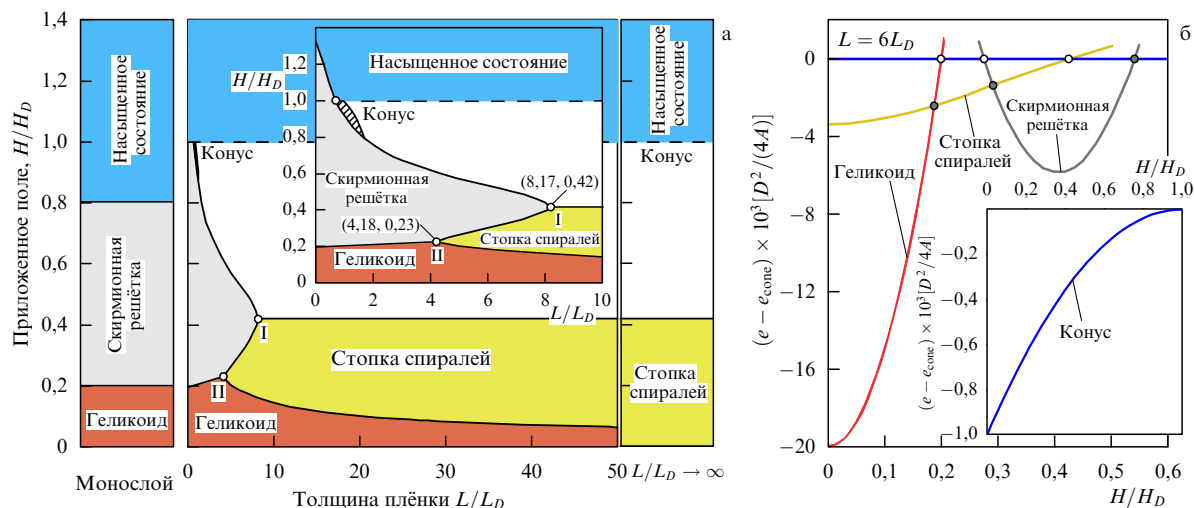


Рис. 10. (а) (В цвете онлайн.) Фазовая диаграмма магнитных состояний плёнки изотропного кирального магнетика. (б) Средняя плотность энергии разных фаз в зависимости от приложенного поля для плёнки толщиной $L = 6L_D$.

линия указывает на фазовый переход второго рода между конической фазой и насыщенным ферромагнитным состоянием (синяя область).

В отличие от фазовой диаграммы, предложенной в [70], фазовая диаграмма, представленная на рис. 10а, содержит пять фаз и две тройные точки. Тройная точка I определяет критическую толщину плёнки $L^* = 8,17L_D$, при превышении которой скирмионы могут существовать только в метастабильном состоянии. Например, для MnSi ($L_D = 18$ нм) и FeGe ($L_D = 70$ нм) критические значения составляют $L^* = 150$ нм и $L^* = 570$ нм соответственно. С уменьшением толщины плёнки увеличивается интервал магнитных полей, в которых формируется решётка скирмионов. Этот факт отражает возрастание относительного вклада поверхностных закруток с уменьшением толщины. Существует ещё одна критическая точка, в которой при $L < 0,68L_D$ коническая фаза полностью подавляется и становится энергетически невыгодной во всём диапазоне полей.

Важно отметить, что киральные поверхностные твисты, которые обсуждались в разделе 4, также вносят дополнительную модуляцию в геликоидальное спиральное состояние. Вектор $\mathbf{k}$ такой спирали лежит в плоскости плёнки, ортогональной приложенному полю. Индуцированные поверхностью модуляции уменьшают энергию спирали и в определённом диапазоне полей делают её энергетически более выгодной, чем коническое состояние. Распределение намагниченности в тонкой плёнке сильно отличается от такового в объёмных кубических киральных кристаллах, где любое малое магнитное поле приводит к преобразованию спирали в коническую фазу, а точнее в CCC, в соответствии с результатами, представленными в правой части рис. 10а.

Отметим, что эффект поверхностного твиста не ограничивается поверхностью плёнки, а проявляется также на боковых гранях образца. Подчёркнём, что континуальная 3D-модель изотропного кирального магнетика не сводится к простой 2D-модели и в другом предельном случае, когда $L/L_D \rightarrow 0$. Это иллюстрируется в левой части рис. 10а, где приведена фазовая 2D-диаграмма для одиночного изотропного монослоя или многослойной структуры с интерфейсом, индуцированных ДМ-взаимодействием некоторых кристаллических симметрий, на-

пример, C_{nv} , D_{2d} и S_4 [13, 64]. На рисунке 10б приведена зависимость средней плотности энергии различных фаз от приложенного магнитного поля для плёнки толщиной $L = 6L_D$. На вставке этого рисунка показана зависимость энергии конической фазы от приложенного поля.

Широкий диапазон фазовой диаграммы занят CCC. Тройная точка II определяет предельную толщину плёнки, при превышении которой CCC может появиться в качестве глобального минимума энергии системы. Рисунок 11 иллюстрирует сложную спиновую структуру CCC.

Спиновая структура CCC представляет интерференцию конической фазы в объёме образца с квазиспиральной модуляцией намагниченности, локализованной вблизи его поверхности. Такие модуляции поверхности имеют конечную глубину проникновения и появляются на верхней и нижней поверхностях. Они обладают смешанным спиральным ($\theta = \theta(y)$, $\Phi = \pi/2$) и циклоидальным ($\theta = \theta(y)$, $\Phi = 0$) типом модуляции. Период поверхностных спиральных модуляций всегда больше, чем у обычных геликоидов (6), и он возрастает с увеличением поля.

На рисунке 11а приведено распределение намагниченности в плёнке толщиной $L = 4L_D$. Вектор $\mathbf{k}_c$ указывает направление распространения конической спирали в объёме плёнки, векторы $\mathbf{k}_t$ и $\mathbf{k}_b$ указывают направления распространения сложных спиновых спиралей на верхней и нижней поверхностях плёнки соответственно. При этой толщине плёнки векторы $\mathbf{k}_t$ и $\mathbf{k}_b$ противоположны вектору $\mathbf{k}_c$.

На рисунках 11б, в приведены распределения намагниченности в сечениях плёнки плоскостями yz и xz (эти сечения выделены штриховыми прямоугольниками на рис. 11а). Рисунки 11г–е иллюстрируют распределение намагниченности в плёнке толщиной $L = 4,25L_D$. Для такой плёнки равновесная стопка спиралей характеризуется взаимно ортогональными векторами $\mathbf{k}_t$, $\mathbf{k}_b$ и $\mathbf{k}_c$. Чёрные штриховые кривые на рис. 11б, в, д, е выделяют небольшие объёмы вблизи поверхности плёнки с отрицательной проекцией намагниченности, $n_z < 0$. Относительная ориентация векторов спиновых спиралей на верхней и нижней поверхностях, $\mathbf{k}_t$ и $\mathbf{k}_b$ соответственно, зависит от толщины плёнки. Угол β_{tb} между $\mathbf{k}_t$ и $\mathbf{k}_b$ для равновесной фазы CCC изменяется в зависимости от

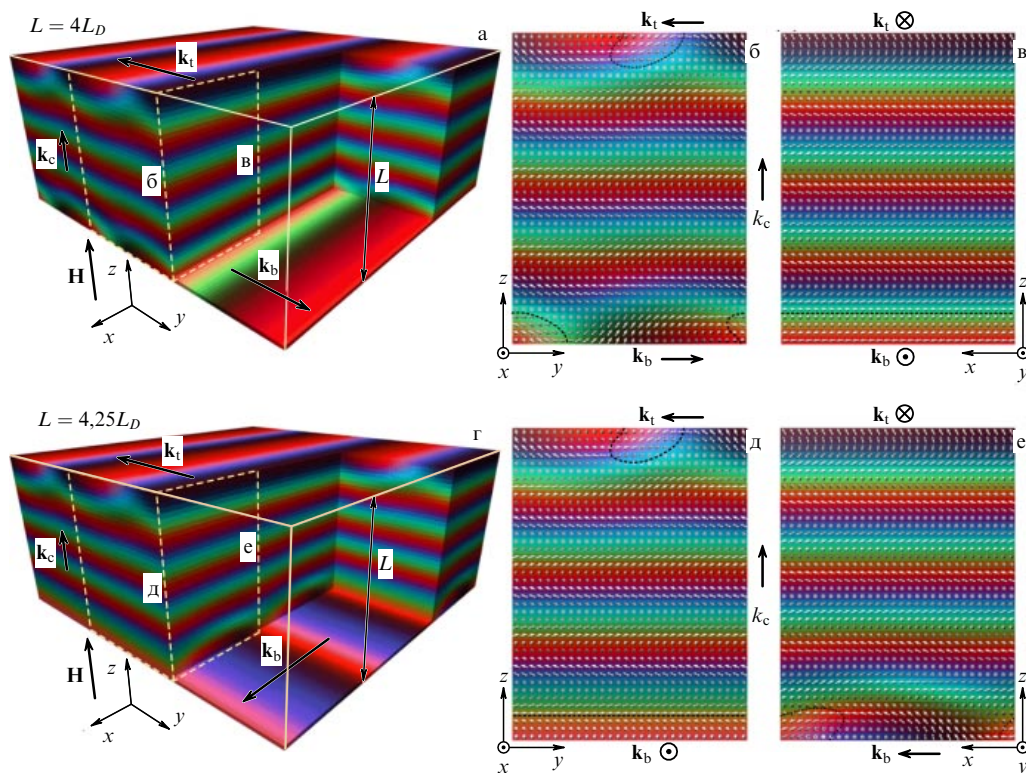


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Стопки спиновых спиралей. Локальные направления намагниченности в плёнке обозначены цветом в соответствии со шкалой, приведённой на рис. 7.

толщины плёнки. В частности, при выполнении условия $L = (n + 1/2)L_D$ (n — целое число) равновесные значения β_{tb} равняются нулю и постепенно изменяются в зависимости от толщины: $\beta_{tb} = 90^\circ$ при $L = (n + 3/4)L_D$, $\beta_{tb} = 180^\circ$ при $L = (n + 1)L_D$ и $\beta_{tb} = 90^\circ$ при $L = (n + 5/4)L_D$.

Ввиду относительно слабой зависимости энергии толстых плёнок от угла β_{tb} в таких образцах следует ожидать сильного влияния кристаллографической анизотропии на взаимную ориентацию векторов $\mathbf{k}_t$ и $\mathbf{k}_b$.

Модель (15) не учитывает поверхностных свойств реальных образцов, которые зависят от поверхностного легирования, модификаций кристаллической структуры, формирования террас и т.п. Всё это изменяет электронный спектр поверхностных слоёв среды, а значит, и параметры модели. Ввиду изменения констант обменного и спин-орбитального взаимодействий можно ожидать небольшой модификации абсолютных значений наблюдаемых величин, линий фазовых переходов и критических точек на фазовой диаграмме. В то же время вклад поверхностных эффектов в первом приближении должен быть пропорциональным отношению λ/L_D толщины λ такого поверхностного слоя к глубине проникновения L_D поверхностных спиновых модуляций (ПСМ). Обычно λ порядка нескольких межатомных расстояний a , в то время как для гелимагнетиков L_D порядка нескольких десятков или сотен a . Поэтому в киральных магнетиках с длиннопериодическими структурами вклад поверхностных атомных слоёв с изменёнными параметрами пренебрежимо мал по сравнению с вкладом ПСМ.

6. Киральный поплавок

Богатое разнообразие метастабильных состояний присуще многим разделам современной физики. Особое

внимание привлекают характеризующиеся высоким энергетическим барьером состояния, которые способны оставаться метастабильными в течение длительного времени. Такие состояния представляют особый интерес для оптических, магнитных и электронных технологий хранения информации. В принципе вся современная электроника и спинтроника основаны на работе с такими метастабильными состояниями и управлении ими. В частности, магнитные домены в магнитных устройствах хранения данных являются лучшими примерами метастабильных состояний, разделённых высокоэнергетическими барьерами. Высокоэнергетические барьеры в жёстких дисках созданы сильной кристаллографической анизотропией материала, которая прикрепляет магнитные домены к их позициям. Недостаток такого хранения данных заключается в том, что детектор должен быть перемещён к месту, где содержится бит данных, или весь носитель данных должен быть перемещён в направлении детектора.

Современная спинтроника предлагает множество альтернативных идей для нового поколения магнитных устройств хранения данных, которые основаны на использовании подвижных метастабильных состояний. Наиболее интересными кандидатами являются доменные стенки в нанопроволоках [71] и магнитные киральные скирмионы (КС) [64, 72, 73]. Киральные вихри таких типов благодаря своим необычным транспортным свойствам, а также компактному размеру, которые при определённых условиях могут быть уменьшены до нескольких нанометров [74] или даже несколько атомных расстояний [75], рассматриваются как перспективные частицы в области информационных технологий. Кроме того, это интересная и важная тема фундаментальных исследований для нелинейной физики.

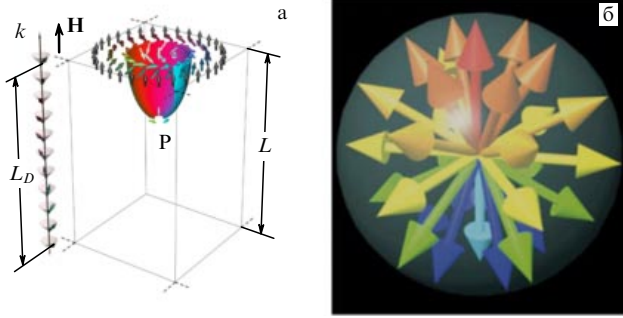


Рис. 12. (В цвете онлайн.) Схематическое изображение векторного поля $\mathbf{n}$ (а) кирального поплавка в конической фазе и (б) блоховской точки.

В работе [32] был предсказан новый тип частицеподобного состояния в киральных магнетиках, которому авторы статьи дали название "chiral bobber" (киральный поплавок — КП). Такая квазичастица в широком диапазоне параметров оказывается более компактной, чем киральный магнитный скирмион, и является энергетически более выгодной. КП представляет собой трёхмерно локализованный солитон нелинейных уравнений поля с конечной энергией, состоящий из гладкого векторного поля намагниченности и магнитной особенности типа "ежа" (рис. 12). В отличие от известных ранее магнитных локализованных структур: доменных границ, спиралей, скирмионов, вихрей — термодинамически стабильный КП формируется на границе раздела фаз или на поверхностях киральных магнетиков. Далее изложим основные результаты статьи [32].

Для численных расчётов кирального поплавка в [32] использована плотность энергии на дискретной решётке, которая включает в себя обменное взаимодействие Гейзенберга, взаимодействие Дзялошинского–Мории и взаимодействие Зеемана:

$$E = -J \sum_{\langle ij \rangle} \mathbf{n}_i \mathbf{n}_j - \sum_{\langle ij \rangle} \mathbf{D}_{ij} [\mathbf{n}_i \times \mathbf{n}_j] - \mu_s \mathbf{H} \sum_i \mathbf{n}_i. \quad (16)$$

Здесь символ $\langle ij \rangle$ обозначает суммирование по парам ближайших соседей; $\mathbf{n}_i = \mathbf{M}_i / \mu_s$ — нормированный единичный вектор магнитного момента на i -м узле решётки, J — константа обменной связи, $\mathbf{D}_{ij}$ — вектор Дзялошинского–Мории, $\mathbf{D}_{ij} = D \mathbf{r}_{ij}$, где D — скаляр, единичный вектор $\mathbf{r}_{ij}$ направлен от узла i к узлу j , $\mathbf{H}$ — внешнее магнитное поле, приложенное вдоль оси z , перпендикулярной плоскости плёнки. Для сохранения общности результатов дискретной модели и возможности их сравнения с выводами континуальной модели используем прежние обозначения для параметров L_D , H_D :

$$L_D = 4\pi \frac{A}{D} = 2\pi a \frac{J}{D}, \quad H_D = \frac{D^2}{2MA} = \frac{D^2}{\mu_s J},$$

где a — постоянная решётки.

Прямая минимизация гамильтониана (16) осуществлена нелинейным методом сопряжённых градиентов с адаптивными стереографическими проекциями, реализованными на основе архитектуры CUDA [63].

Везде внутри конической фазы на рис. 11а (кроме заштрихованной области) метастабильному состоянию с наименьшей энергией соответствует новая структура

(структура КП) (рис. 12а), представляющая собой оборванный 3D-скирмион. Векторное поле такой структуры характеризуется почти параболической изоповерхностью $n_z = 0$ и топологической особенностью в точке P , которая находится внутри плёнки на конечном расстоянии r_P от поверхности. Этот тип особенности известен в ^3He как ёж [8], а в ферромагнетиках — как блоховская точка [10] (рис. 12б). В случае других конденсированных сред, например, ультрахолодного газа [76] и спинового льда [77], её называют магнитным монополем.

Структура ежа

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|}$$

находится в явном виде из уравнений гамильтониана (15) в нулевом магнитном поле. Магнитное поле деформирует поле намагниченности, и ёж трансформируется в киральную блоховскую точку. В сечении плоскостью $z = \text{const}$ спиновая структура КП имитирует поле 2D-скирмиона, диаметр которого уменьшается с увеличением расстояния от поверхности плёнки. Глубина проникновения внутрь плёнки удовлетворяет условию $r_P \leq L_D/2$ с точностью до $\pm a/2$. Ввиду существенной киральности состояния и его локализации вблизи поверхности плёнки, подобно поплавку на поверхности воды, рассматриваемая структура и получила название поплавков (bobber). Визуализация спиновой структуры КС и КП приведена в [78] (фильмы 1 и 2).

Отметим, что возможность существования подобных топологических дефектов обсуждалась в контексте разных физических задач. "Вихрь с концом" — явление неожиданное [79]. Впервые аналог поплавка в неограниченной среде А-фазы ^3He обсуждался в статьях [80–82]. Такие структуры — оканчивающиеся ежом солитоны поля $\mathbf{d}$, названные монополями Дирака, наблюдались в конденсате Бозе–Эйнштейна [76, 83]. В работе [76] неоднородное вращение спинов ультрахолодных атомов рублиция адиабатическим изменением магнитного поля вызывало течение сверхтекучей жидкости со скоростью $\mathbf{v}$. Завихрённость $\boldsymbol{\omega} = \text{rot } \mathbf{v}$ поля скоростей отвечала полубесконечной вихревой линии (струна Дирака). Конечная точка этой линии даёт магнитное поле монополя $\mathbf{B} \sim \mathbf{r}/r^3$. Наконец, в работе [84] изучалось образование 2D-вихрей из оборванных 1D-доменных границ, а образование солитона из вихря с полуцелым квантом в А-фазе ^3He подробно описано в монографии [8].

Зависимости энергий КС и КП от внешнего магнитного поля и толщины образца показаны на рис. 13. Энергии КС и КП отсчитываются от энергии конической фазы. Рисунки 13а–г соответствуют изотропному случаю, т.е. постоянные одноосной (K_u) и кубической (K_c) анизотропии, которые могут быть индуцированы интерфейсами или внешними напряжениями, здесь равны нулю, $K_c = K_u = 0$. В расчётах использованы значения параметров: $J = 1$, $D = 0,15$ ($L_D = 41,89a$). Моделируемая область содержала $256 \times 256 \times L_n$ спинов, где $L_n = 40–280$. Белые и серые участки на рис. 13а–г представляют собой области устойчивости конической фазы и скирмионной решётки соответственно, а в штриховой области конической фазы энергия КС меньше энергии КП. Как видно из этих рисунков, почти всюду внутри конической фазы КП имеет энергию, намного меньшую, чем КС. Разность между энергиями КС и КП

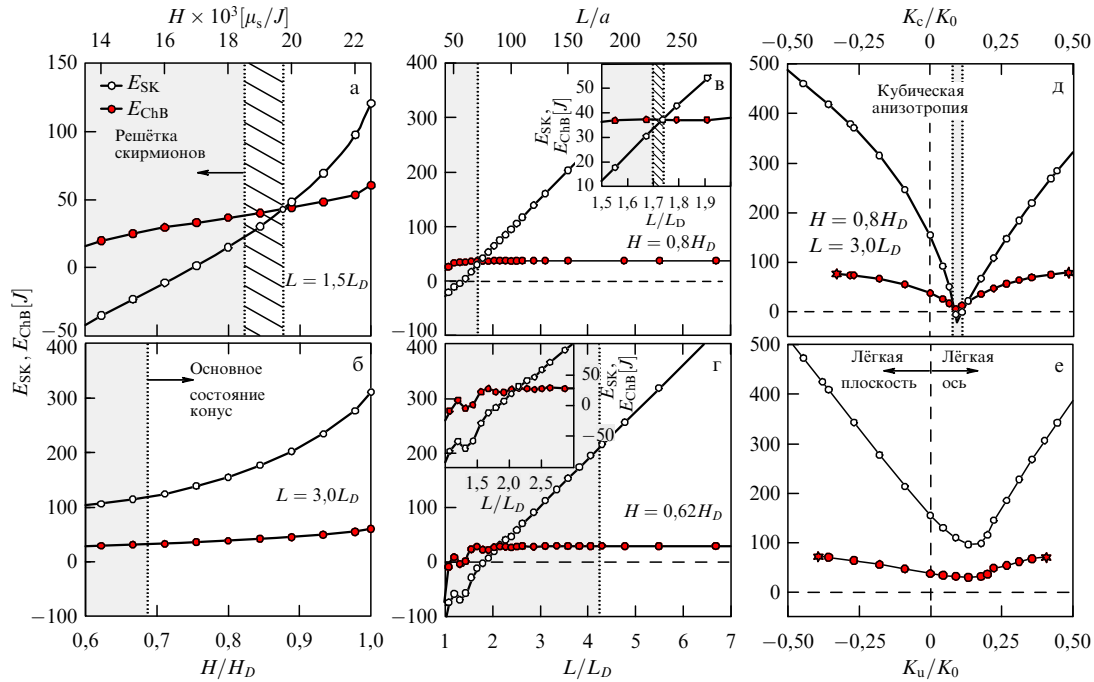


Рис. 13. (В цвете онлайн.) Зависимости энергий изолированного КС (светлые кружки) и КП (сплошные красные кружки) от магнитного поля при фиксированной толщине плёнки (а, б) и от толщины плёнки при фиксированном поле (в, г). Зависимости энергий КС и КП от параметров кубической (д) и одноосной (е) анизотропии при фиксированных значениях толщины плёнки и магнитного поля.

становится более ярко выраженной при изменении толщины плёнки (рис. 13в,г). Энергия КС линейно возрастает с увеличением толщины плёнки. В то же время из-за локализации КП вблизи поверхности его энергия практически не зависит от толщины плёнки. Эта закономерность нарушается только в малых полях и для очень тонких плёнок вне области стабильности конической фазы (см. вставки на рис. 13в,г).

В работе [32] для оценки стабильности КП в анизотропных кристаллах к энергии (16) была добавлена энергия анизотропии E_a :

$$E_a = - \sum_i \left[K_u n_{i,z}^2 + K_c (n_{i,x}^4 + n_{i,y}^4 + n_{i,z}^4) \right],$$

где $n_{i,\alpha}$ ($\alpha = x, y, z$) — α -компонента единичного вектора $\mathbf{n}$ на узле i .

На рисунках 13д,е представлены зависимости энергий КС и КП от констант анизотропии при фиксированных внешнем поле $H = 0,8H_D$ и толщине плёнки, постоянные анизотропии приведены в единицах $K_0 = D^2/(2J)$. Согласно этим результатам, внутри конической фазы КП всегда энергетически более выгоден, чем КС. Звёзды на рис. 13д,е соответствуют точкам распада КП. Из-за наличия свободных границ топология КП должна описываться в терминах относительных гомотопических групп [85]. Соответствующая группа $\pi_2(S^2, S^2) = 0$ тривиальна. Это означает, что геометрическая особенность поля КП может быть вытеснена на поверхность, а затем сглажена. Несмотря на это, киральный поплавок имеет высокий энергетический барьер. Для его оценки был вычислен путь минимальной энергии геодезическим методом подталкивания упругой лентой (Geodesic Nudged Elastic Band — GNEB) [86]. Показано, что энергетические барьеры для КС и КП имеют сравнимую высоту. Исходя из этого можно заключить, что

тепловой диапазон устойчивости КП будет того же порядка величины, что и для изолированного КС. Кроме того, ввиду большой энергии активации можно ожидать, что вероятность спонтанного зарождения КС тепловыми флуктуациями значительно меньше таковой для КП. Этот вывод подтверждается результатами моделирования методом Монте-Карло. При параметрах $L = 2,36L_D$ и $H = 0,8H_D$ наблюдается спонтанное зарождение КП при имитации отжига, в то же время в этом режиме не происходит зарождения КС [78].

7. Экспериментальное наблюдение кирального полавка в тонких плёнках гелимагнетика FeGe

Киральный поплавок был экспериментально обнаружен [87] в тонких плёнках гелимагнетика FeGe с помощью внесовой электронной голографии (ЭГ). Метод ЭГ основан на эффекте Ааронова–Бома [88]: в квантовой механике взаимодействие заряженной частицы с электромагнитным полем не сводится к локальному влиянию на неё силы Лоренца. ЭГ обеспечивает количественное измерение с высоким пространственным разрешением фазы ϕ_M падающего электронного луча, взаимодействующего с компонентами магнитной индукции внутри и вне образца [89]. Волновая функция падающего электронного пучка интерферирует с опорной электронной волной, фаза ϕ_0 которой известна. В интерференционной картине распределение интенсивности I имеет вид

$$I = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\delta\phi),$$

где A_i ($i = 1, 2$) — амплитуды волн, $\delta\phi = \phi_M - \phi_0$ — разность их фаз.

При квантово-механическом описании электрона в уравнение Шрёдингера входит векторный потенциал $\mathbf{A}$,

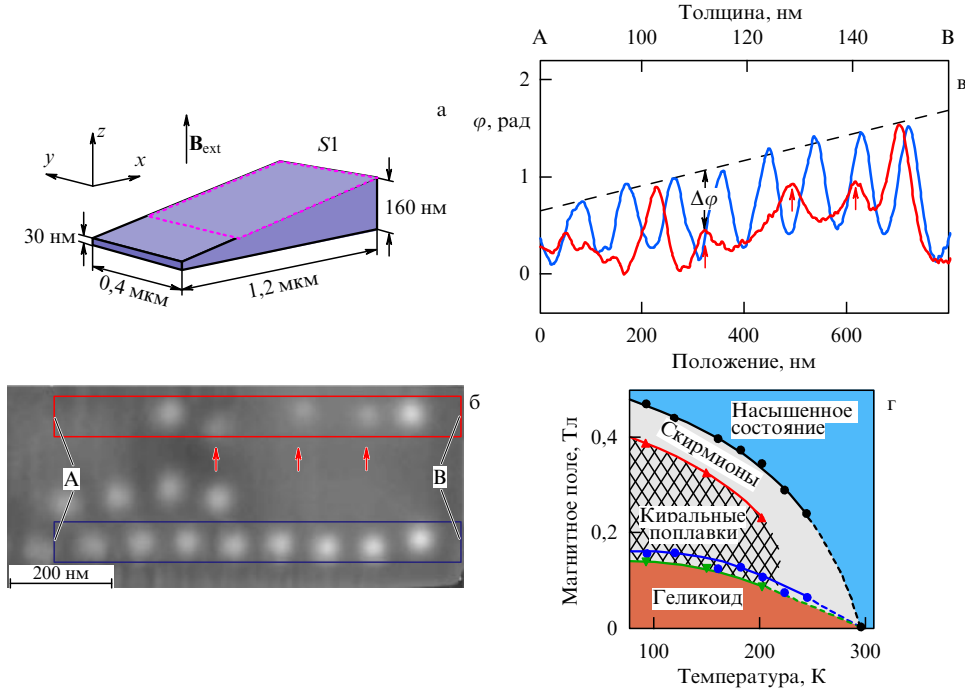


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Экспериментальное доказательство зарождения магнитных поплавок в условиях отжига образцов в магнитном поле (см. пояснения в тексте).

а не магнитное поле $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$. В частности, волновая функция пучка электронов, движущихся вдоль оси z , в поле векторного потенциала $\mathbf{A}$ приобретает фазу

$$\phi(x, y) = -\frac{2\pi e}{h} \int A_z(x, y, z) dz. \quad (17)$$

В методе ЭГ изменение фазы $\delta\phi$ волновой функции падающих электронов пропорционально магнитному потоку Φ_M через контур D , который образован замкнутыми на бесконечности параллельными траекториями электронов падающего и опорного пучков:

$$\delta\phi = -\frac{2\pi e}{h} \oint_D \mathbf{A} d\mathbf{l} = -\frac{2\pi e}{h} \Phi_M(S).$$

Здесь S — площадь, ограниченная контуром D , $2\pi e/h$ — квант магнитного потока. Связь (17) изменения фазы волновой функции пучка электронов с изменением значений векторного потенциала в областях пространства, где нет магнитного поля, выражает эффект Ааронова — Боме [88].

Векторный потенциал определяется диполь-дипольным взаимодействием и зависит от распределения намагниченности в объеме образца V_0 :

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V_0} \mathbf{M}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d\mathbf{r}'. \quad (18)$$

Согласно (17), (18) вклад намагниченности в фазовый сдвиг имеет вид

$$\phi_M = -\frac{\mu_0 e}{h} \times \int \frac{(y - y')M_x(x', y') - (x - x')M_y(x', y')}{(x - x')^2 + (y - y')^2} dx' dy', \quad (19)$$

где M_x , M_y — компоненты намагниченности, усреднённые по толщине плёнки,

$$M_i(x', y') = \int M_i(\mathbf{r}') dz', \quad i = x, y.$$

В статье [87] экспериментальные наблюдения были дополнены микромагнитными расчётами в рамках модели гелимагнетика с плотностью энергии

$$W = A \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x_i} + D \mathbf{n} \text{rot } \mathbf{n} - M \mathbf{B}_{\text{ext}} \mathbf{n} - \frac{1}{2} M \mathbf{B}_d \mathbf{n}. \quad (20)$$

Здесь $\mathbf{B}_{\text{ext}}$ — внешнее магнитное поле, $\mathbf{B}_d$ — магнитостатическое поле образца. Поскольку КП, в отличие от КС, имеет конечную глубину проникновения и занимает гораздо меньший объём, фазовый сдвиг (19), вызванный КП, должен быть слабее такового, обусловленного КС. Это предположение подтверждается результатами микромагнитного моделирования.

Количественное сравнение измеренного и теоретически вычисленного фазового сдвига позволяет идентифицировать КП и КС и различать их. Большинство измерений ЭГ проводилось на трёх образцах FeGe.

Следуя теоретическим предсказаниям спонтанного зарождения КП в условиях отжига плёнки в магнитном поле, авторы [87] провели ЭГ-эксперименты с охлаждением образцов от высокой температуры до низкой в постоянном магнитном поле $\mathbf{B}_{\text{ext}} \parallel \mathbf{e}_z$. Большинство измерений ЭГ проводилось на трёх образцах FeGe различной формы.

Приведём здесь экспериментальные данные для образца S1 — нанополоски с изменяющейся толщиной (рис. 14а). На рисунке 14б представлены типичные изображения сдвига фазы и соответствующие профили, полученные после охлаждения образца от температуры $T_{\text{ext}} = 240$ К до $T = 95$ К при $B_{\text{ext}} = 200$ мТл с последующим увеличением поля B_{ext} до 300 мТл. На рисунке 14в

приведено изображение части образца, выделенной штриховой линией на рис. 14а. Фазовый сдвиг изображений в основном показывает контраст, характерный для магнитных скирмионов — ярких пятен с колоколообразным профилем с почти одинаковыми интенсивностями и размерами (рис. 14б). Изменение фазового сдвига вдоль полоски для скирмионов (синяя линия) и поплавков (красная линия) показано на рис. 14в. Как видно, имеется линейное увеличение сдвига фазы сигнала от цепочки КС вдоль градиента толщины плёнки (штриховая линия на рис. 14в). Однако количественный анализ профилей фазового сдвига обнаружил наличие двух разных объектов с разными интенсивностями и значениями φ . Объекты более слабого контраста, отмеченные на рис. 14б красными стрелками, соответствуют КП, которые наблюдались при микромагнитном моделировании. В клиновидном образце такие объекты появляются только в плёнках с толщинами, превышающими критическое значение (при $L \geq 110 \text{ нм} \approx 1,6L_D$). Положение, размер и интенсивность этих объектов зависят от величины магнитного поля. Теоретическая зависимость φ от магнитного поля согласуется с экспериментальными данными.

Объекты слабой интенсивности отождествляются с КП, поскольку их свойства согласуются с теоретическими предсказаниями. Однако спонтанное зарождение КП при отжиге в поле соответствует метастабильному состоянию и является редким событием. В большинстве случаев эта процедура приводит к чистому многоскирмионному состоянию.

Для систематического изучения КП удалось найти надёжный способ их генерации. В ходе микромагнитного моделирования выявлено зарождение КП из дефекта геликоидальной структуры типа краевой дислокации при небольшом наклоне внешнего магнитного поля. С увеличением поля изоповерхности геликоидальной спирали демонстрируют наклон вектора спирали $\mathbf{k}$ к направлению вектора $\mathbf{B}_{\text{ext}}$. При определённом значении поля происходит образование складки на изоповерхности, что в свою очередь приводит к возникновению точки Блоха вблизи поверхности образца, которая затем проникает с поверхности в его объём на определённую глубину. Такое состояние остаётся стабильным только в пределах узкого диапазона полей и превращается в КП при дальнейшем увеличении магнитного поля. По схожему механизму возникают точки Блоха в решётке скирмионов и спиральной фазе [90, 91].

В экспериментальной установке направление приложенного поля всегда является фиксированным и совпадает с направлением падающего пучка электронов. Наклона поля достигают поворотом образца вокруг двух взаимно ортогональных осей, так чтобы вектор $\mathbf{B}_{\text{ext}}$ образовывал угол 10° с нормалью к пластине. Полученные многочисленные изображения фазового сдвига на всех образцах иллюстрируют:

- 1) более слабый контраст КП по сравнению с таким КС;
- 2) воспроизводимость КП в наклонном поле;
- 3) появление КП в различных позициях в образце;
- 4) подвижность КП в приложенном поле;
- 5) количественное согласие измеренного значения фазового сдвига с теоретическим.

Надёжный метод генерирования КП позволил также изучить их устойчивость с возрастанием температуры.

На рисунке 14г приведена фазовая диаграмма в переменных магнитное поле — температура, построенная на основе большого числа экспериментальных данных. Серая область соответствует диапазону устойчивости магнитных скирмионов. Эта область ограничена полем коллапса (чёрная линия) и полем эллиптической неустойчивости (зелёная линия). Синяя линия соответствует зарождению КС (переход от геликоидальной структуры к изолированным скирмионам при возрастании поля). Отметим, что поля эллиптической неустойчивости меньше, чем поля зарождения КС. Заштрихованная часть серой области соответствует области существования КП. Этот участок ограничен снизу таким же полем эллиптической неустойчивости, но имеет гораздо более низкие поля коллапса, чем для КС. Красная линия показывает температурную зависимость поля коллапса КП.

Равновесное расстояние между КП (КС) и краем образца увеличивается с возрастанием поля и показывает один и тот же характер взаимодействия типа Леннарда-Джонса, найденного для КС [92].

Экспериментальные доказательства формирования киральных поплавков представлены независимо в работе [93] измерением восприимчивости в тонких плёнках FeGe/Si (111). Показано, что предсказанный в работе [87] КП как метастабильное состояние является стабильным в присутствии дополнительного межфазного взаимодействия Дзялошинского — Мориа — Рашбы. Результаты измерений намагниченности, представленные в [93], интерпретируются как доказательство формирования решётки киральных поплавков на границе раздела FeGe/Si.

Киральный скирмион, помимо академического интереса, имеет перспективу практического применения. В течение более чем полувека накопители информации на жёстких магнитных дисках являлись главными хранилищами цифровых данных. В настоящее время они имеют высокую надёжность и широко используются. Однако плотность записи информации на магнитных дисках и скорость их работы ограничены тепловыми эффектами [94]. Кроме того, сложность и хрупкость механических частей магнитных дисков мотивируют необходимость поиска новых твердотельных устройств с сопоставимыми или более высокими битовыми плотностями. В последние годы предложены альтернативные устройства твердотельной магнитной памяти без подвижных механических частей. Наиболее перспективные из них основаны на концепции стековой памяти (памяти "на беговой дорожке" — racetrack memory) [71]. При этом роль носителей информации играют: 1) магнитные доменные стенки в нанопроволоках — узкие переходные слои между областями с противоположными направлениями намагниченности [71] или 2) киральные скирмионы в магнитной наноленте [64].

КС топологически стабильны, их можно перемещать токами, которые на несколько порядков ниже необходимых для передвижения доменных стенок [72]. Стековая память на скирмионах в настоящее время считается наиболее эффективной. Однако использование только КС для кодирования данных предполагает "квантование" расстояний между скирмионами на беговой дорожке. Кроме того, КС — это высокоподвижные и взаимодействующие объекты, тепловые флуктуации вызывают их дрейф. Перечисленные факторы затрудняют сохранение расстояний между КС вдоль дорожки. Для решения этой проблемы в [73] предложена специальная конструкция, в

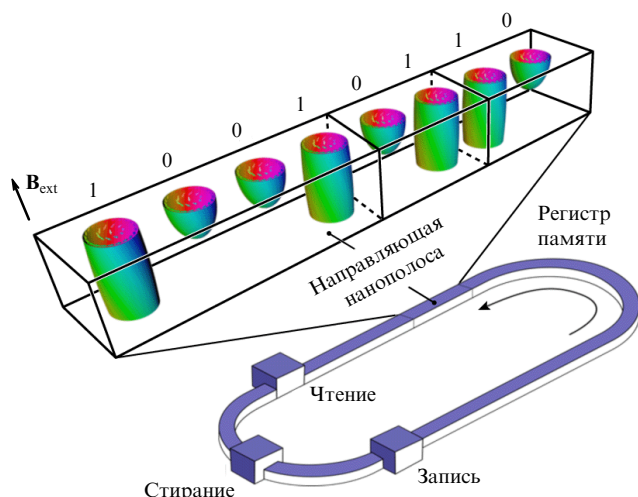


Рис. 15. (В цвете онлайн.) Альтернативная концепция магнитной твердотельной памяти на основе кодирования потока данных в нанополоске скирмионами и поплавками.

которой скирмионы могут двигаться вдоль параллельных нанополосок. При тепловых флуктуациях КС не меняют своей полосы, так как разные полосы отделены друг от друга высокими энергетическими барьерами.

В разделе 6 показано, что энергетические барьеры, которые защищают скирмионы и поплавки, имеют тот же порядок величины и эти два объекта являются возможными кандидатами для использования в качестве носителей битов 1 и 0. В работе [87] поток двоичных данных, представляющих собой последовательность единиц и нулей, предложено кодировать с помощью последовательности подвижных скирмионов и поплавков двух типов. При таком подходе нет необходимости поддерживать определённое расстояние между носителями. Когерентное движение КП и КС, как ожидается, будет стабильным благодаря силе сцепления за счёт межчастичных взаимодействий. Концептуальная схема одного регистра в таком запоминающем устройстве приведена на рис. 15.

Нанополоска имеет форму замкнутой дорожки и содержит цепь чередующихся магнитных скирмионов и киральных поплавков, которые играют роль битов 1 и 0. Запись, чтение и удаление информации осуществляются на разных участках направляющей дорожки. Спинные структуры для КС и КП на рис. 15 схематически представлены их изоповерхностями.

8. Взаимодействие скирмионов

Исследования механизмов формирования скирмионов, сценариев их эволюции в кристаллах ограниченной геометрии (нанопроволоках и нанополосках), взаимодействие скирмионов между собой и с краями образцов важны не только для возможных технологических приложений, но и для дальнейшего развития фундаментальных исследований.

Трансформацию в магнитном поле геликоидального основного состояния нанополоски FeGe в отдельные скирмионы и цепочки скирмионов, а также взаимодействие скирмионов с краями образца экспериментально наблюдали в [95], где систематически исследовалась ди-

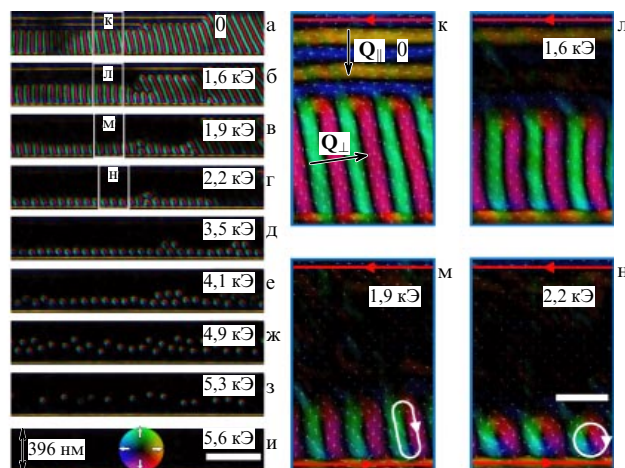


Рис. 16. (В цвете онлайн.) Эволюция спиновых геликоидов при изменении магнитного поля в нанополоске FeGe шириной 396 нм при $T = 100$ K.

намика намагниченности в полосках шириной $w = 396$ нм при температуре $T = 100$ K.

Рисунки 16а–и иллюстрируют эволюцию спиновых текстур с возрастанием магнитного поля. Соответствующие увеличенные изображения выборочно приведены на рис. 16к–н. В отсутствие поля в полоске шириной $w = 130$ нм наблюдалась почти геликоидальная структура.

Из рисунков 16а, к видно, что при ширине $w = 396$ нм в полоске возникает геликоидальное состояние с сосуществованием двух спиралей: 1) с параллельным краем волновым вектором $\mathbf{Q}_{||}$ (идеальная спиральная структура); 2) с ортогональным краем волновым вектором $\mathbf{Q}_{\perp}$ (искажённая краевая спиральная структура). При приложении магнитного поля $\mathbf{B}$ перпендикулярно плоскости нанополоски эти спирали изменяются по-разному. В поле $B \sim 1,6$ кЭ (рис. 16б, л) спирали с $\mathbf{Q}_{\perp}$ становятся менее заметными, тогда как спирали с $\mathbf{Q}_{||}$ начинают деформироваться. Когда магнитное поле достигает величины $B = 1,9$ кЭ, спирали с $\mathbf{Q}_{\perp}$ полностью исчезают, а спирали с $\mathbf{Q}_{||}$ переходят в полосовую структуру конечной длины (бимероны [96]) (рис. 16в, м). При дальнейшем возрастании поля полосовая структура трансформируется в цепочку скирмионов, вытянутую вдоль одного из краёв нанополоски (рис. 16г, н). Это обстоятельство указывает на то, что скирмионы могут быть созданы только из спиралей с искажённой структурой вдоль края нанополоски.

Высокая подвижность скирмионов в магнитном поле проявляется в их незафиксированных позициях. Например, наблюдающаяся на рис. 16г в поле $B = 2,2$ кЭ цепочка скирмионов вблизи верхнего правого края полоски при увеличении поля до $B = 3,5$ кЭ сливается с цепочкой скирмионов около нижнего края полосы (рис. 16д) без рождения новых и уничтожения прежних скирмионов. Подобные явления обнаружены также в нанополосках с другой шириной.

Несмотря на высокую мобильность скирмионов, всегда сохраняется равенство числа периодов спирали и числа образовавшихся из неё скирмионов. После того как вдоль края нанополоски сформировалась цепочка скирмионов (рис. 16г), дальнейшее возрастание магнитного поля приводит к перемещению этой цепочки во внутрен-

нюю часть полосы (рис. 16г–ж). При этом в широком интервале магнитных полей ($2,2 < B < 4,9$ кЭ) число скирмионов остаётся неизменным. Сохранение числа скирмионов связано с их топологической устойчивостью. Коллективное движение скирмионов объясняется *отталкиванием на малых расстояниях краевых спинов и скирмионов*. При дальнейшем возрастании поля скирмионная цепочка искажается (рис. 16ж), скирмионы в ней постепенно исчезают (рис. 16з) и в полях $B > 5,3$ кЭ наблюдается переход системы в однородное ферромагнитное состояние (рис. 16и). Красные стрелки указывают на ориентацию намагниченности около краёв полоски.

Нетривиальное взаимодействие скирмионов в конической фазе впервые было обнаружено в работе [92] при численном моделировании в рамках стандартной модели (15) гелимагнетика. Были проведены численные вычисления структуры скирмионов в поле $H = 0,57H_d$ и анализ их взаимодействия в тонких плёнках толщиной L_D . В цилиндрической системе координат $\mathbf{r} = (\rho \cos \phi, \rho \sin \phi, z)$ радиальная плотность энергии

$$e(\rho) = \int_0^{L_D} dz \int_0^{2\pi} d\phi w(\rho, \phi, z)$$

трёхмерного скирмиона с экспоненциально убывающими асимптотиками отрицательна в периферийной области в конусной фазе. Зависимость энергии взаимодействия двух асимметричных скирмионов $E_{27}(r)$ от расстояния между ними для различных значений приложенного магнитного поля имеет вид потенциала типа Леннарда-Джонса и указывает на *притягивающее* межскирмионное взаимодействие, которое характеризуется низким потенциальным барьером и довольно глубокой потенциальной ямой для перехода скирмионов в связанное состояние (бискирмион). Характер этого взаимодействия отличается от характера взаимодействия скирмионов в ферромагнитной фазе [15, 96], где однородные вдоль оси z КС (11), (12) всегда отталкиваются друг от друга.

Детальные экспериментальные и теоретические исследования характера взаимодействия скирмионов между собой и с границами образца в нанополосках кирального магнетика FeGe проведены в работе [97]. Показано, что при превышении магнитным полем некоторого критического значения характер взаимодействия скирмионов изменяется от притяжения к отталкиванию. Экспериментально найденные зависимости от поля равновесных расстояний между двумя скирмионами, а также расстояний между отдельным скирмионом и краем полоски количественно согласуются с результатами микромагнитного моделирования.

Авторам работы [97] для выявления подлинного характера взаимодействия скирмионов удалось выйти за пределы коллективных явлений и изучить изолированные пары скирмионов. Кроме того, адекватная теоретическая модель взаимодействий скирмионов, которая должна быть в количественном согласии с экспериментальными данными, требует корректного учёта диполь-дипольного взаимодействия, которое всегда присутствует в нанополоске. Важная роль таких взаимодействий, которые не учитывались в более ранних микромагнитных моделях, отмечена в работе [98], где показано, что диполь-дипольное взаимодействие существенно влияет на равновесные расстояния в скирмионной решётке.

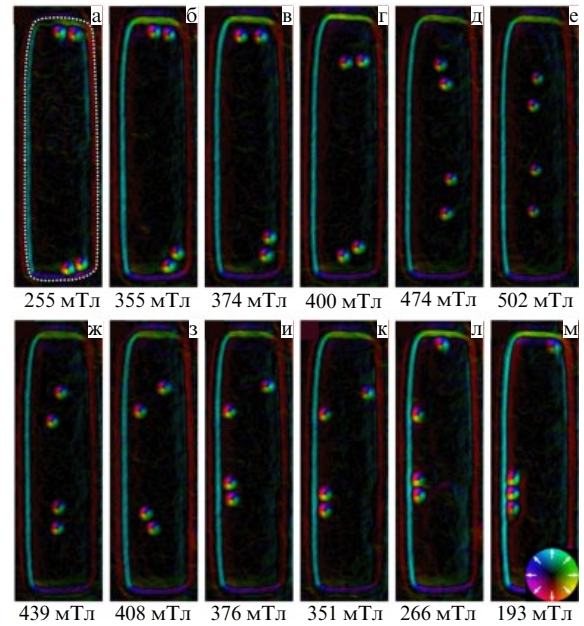


Рис. 17. (В цвете онлайн.) Эволюция пары скирмионов при изменении магнитного поля в пластине FeGe. Направления намагниченности в плоскости обозначены цветом.

Приведём некоторые результаты работы [97], раскрывающие детали межскирмионного и скирмион-краевого взаимодействий. На рисунке 17 представлена эволюция двух пар скирмионов в нанополоске FeGe (шириной 430 нм, длиной 1590 нм и толщиной 120 нм) при увеличении (рис. 17а–е) и уменьшении (рис. 17ж–л) магнитного поля $B_{\text{ext}} = \mu H$. В эксперименте измерялись зависимости равновесных скирмион-скирмионных и скирмион-краевых расстояний от поля и находилось критическое поле B_{ext} , при превышении которого скирмионы начинают слабо отталкиваться друг от друга. Начальное состояние с малым числом КС задавалось посредством контроля числа геликоидов в нанополоске. Из рисунка 17а видно, что в поле $B_{\text{ext}} = 255$ мТл две пары скирмионов расположены вблизи противоположных краёв образца на большом удалении друг от друга, поэтому взаимодействием между ними можно пренебречь. При увеличении поля до 400 мТл наименьшее скирмион-скирмионное расстояние d_{ss} остаётся почти неизменным (рис. 17а–г), затем в диапазоне от 400 мТл до 500 мТл оно резко возрастает (рис. 17д, е). В отличие от d_{ss} , в малых полях B_{ext} расстояния от скирмионов до краёв полоски d_{sc} постепенно увеличиваются (рис. 17а–в). В полях выше 350 мТл они начинают резко возрастать. В более сильных полях, $B_{\text{ext}} \sim 500$ мТл, скирмионы сосредоточены в средней части образца. При дальнейшем увеличении поля скирмионы слабо изменяют свои положения, вплоть до наступления коллапса. Наблюдаемое поведение ясно показывает, что с возрастанием поля взаимодействие между скирмионами изменяется от сильного притяжения до слабого отталкивания. Подробную картину движения скирмионов в магнитном поле, в частности их прыжков, даёт анимация, представленная на сайтах [99, 100].

Полная обратимость состояний — важная особенность взаимодействия скирмионов в магнитном поле. С уменьшением B_{ext} до 408 мТл (рис. 17з) межскирмионное

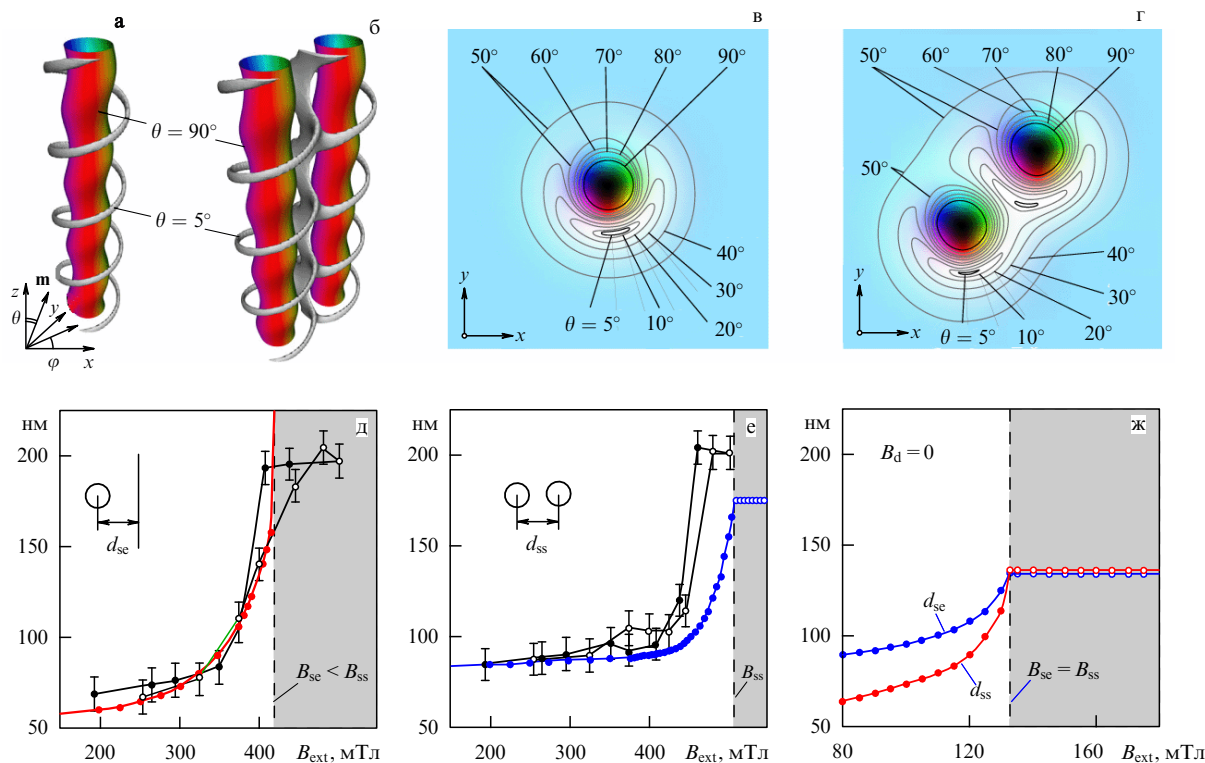


Рис. 18. (В цвете онлайн.) (а–г) Микромагнитное моделирование структуры и взаимодействия скирмионов в конусной фазе. Зависимости от магнитного поля скирмион-краевого (д) и скирмион-скирмионного (е) расстояний. Красные и синие кружки представляют результаты численного моделирования. (ж) Полевые зависимости d_{ss} и d_{sc} , вычисленные при пренебрежении магнитостатическими полями.

расстояние d_{ss} нижней пары значительно уменьшается, что свидетельствует о восстановлении притяжения между скирмионами. Интересно, что при этом расстояние между скирмионами в верхней паре остаётся неизменным из-за притяжения скирмионов к краю образца. При дальнейшем уменьшении поля все скирмионы движутся к краям полоски, где образуют пары или остаются изолированными (рис. 17и–л).

Отметим относительно большое расстояние между одиночным КС и парой КС на левой стороне образца при поле 266 мТл (рис. 17л). Эти три скирмиона, несмотря на чрезвычайно большое расстояние между ними, образуют цепочку, когда магнитное поле дополнительно снижается до 193 мТл (рис. 17м). Следовательно, КС способны притягиваться друг к другу на расстояниях, значительно превышающих размер L_D каждого из них.

Микромагнитное моделирование выявило нетривиальную трёхмерную структуру связанной пары КС и изолированного скирмиона. Изоповерхности $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 5^\circ$ для них, представленные замкнутыми кривыми, изображены на рис. 18а, б, а распределения намагниченности в плоскости $z = \text{const}$ — на рис. 18в, г. Чёрная и белая области соответствуют значениям $n_z = 1$ ($\theta = 0$) и $n_z = -1$ ($\theta = 180^\circ$).

Притяжение можно качественно пояснить на языке магнитных полюсов. Скирмион в конусной фазе состоит из ядра (область чёрного цвета на рис. 18в) с положительной энергией, где $\theta \approx 0$ (северный полюс), оболочки (область белого цвета) с отрицательной энергией, где $\theta \approx \pi$ (южный полюс), и конической фазы (область синего цвета). В ферромагнитной фазе структура скирмионов квазидвумерна и они всегда отталкиваются при

сближении из-за отталкивания одноимённых (южных) полюсов. В конусной фазе структура пары взаимодействующих скирмионов сложнее. Как видно из рис. 18г, в области между северными полюсами всегда находится один южный полюс, что и приводит к притяжению скирмионов. Кроме того, объём пары оказывается меньше, чем общий объём двух изолированных КС в конусной фазе. В результате общая энергия связанного двухскирмионного состояния будет меньше соответствующей энергии конусной фазы. Однако слишком малое расстояние между двумя КС приводит к энергетически невыгодному искажению их спиновых конфигураций. Поэтому к равновесному расстоянию между скирмионами приводит конкуренция двух эффектов: 1) уменьшение общего объёма пары КС; 2) искажение каждого КС.

В работе [97] с помощью программы MuMax [101] проведено также микромагнитное моделирование поведения скирмионов при реальной геометрии образца. Использовался гамильтониан (20) и учитывались поля размагничивания $\mathbf{B}_d$ на границах и внутри образца. Теоретические кривые на рис. 18д, е (красные и синие кружки) находятся в хорошем качественном и количественном согласии с экспериментальными данными (белые кружки). Для критических полей $B_{sc} \sim 420$ мТл и $B_{ss} \sim 510$ мТл теоретические зависимости для d_{sc} и d_{ss} стремятся к бесконечности, что отражает изменение в характере взаимодействий от притяжения к отталкиванию. Это происходит потому, что в сильном внешнем поле коническая фаза достигает насыщения и "вакуума", окружающий скирмионы, становится однородным и ферромагнитным. В итоге измеренное значение критиче-

ского поля B_{ss} можно также считать полем насыщения конической фазы.

Важно отметить, что скирмион-краевое взаимодействие меняет характер в полях, значительно меньших по сравнению с таковыми для скирмион-скирмионного взаимодействия. В интервале полей

$$B_{se} < B_{ext} < B_{ss}$$

скирмионы образуют кластеры, которые сосредоточены вдали от границ в центре образца.

Вычисления d_{se} и d_{ss} при пренебрежении полями размагничивания, $B_d = 0$ (рис. 18ж), приводят не только к уменьшению критических полей B_{se} и B_{ss} , но и к их равенству, $B_{se} = B_{ss}$. Последнее означает, что эффект кластеризации скирмионов в центре образца сильно зависит от размагничивающего поля, генерируемого самим образцом. Все вышеупомянутые эффекты наблюдаются также в образцах больших размеров (см. дополнение к [97]). В работе [97] была вычислена потенциальная энергия взаимодействия между скирмионами и скирмиона с краем как функция d_{ss} и d_{se} соответственно, рассчитанная для различных значений приложенного магнитного поля. Эти потенциалы типа Леннарда-Джонса ясно показывают на уменьшение потенциальной ямы с возрастанием магнитного поля.

9. Спиральные структуры в киральных магнетиках

Спиральные структуры, получившие в англоязычной литературе название "swiss-roll-like vortex" (в буквальном переводе — вихри, подобные швейцарским рулетам), впервые экспериментально наблюдались [33] в гелимагнетике FeGe (рис. 19а) при нагревании образца до $T > T_N = 280$ К с последующим охлаждением до $T = 200$ К. На рисунке 19б представлено изображение такой спиновой структуры, полученное ПЭМ с последующей обработкой УТИ. Ясно видна вихреподобная незамкнутая спиновая полоса без особой точки в центре. Спиновая полоса образуется из геликоидальной структуры и как целое закручивается вокруг некоторого центра. Схематически рулетоподобные вихри (swiss-roll-like vortex) представлены на рис. 19в. Аналогичная кар-

тина вихреподобных спиновых полос, показанная на рис. 19а, наблюдалась и на других фрагментах образца.

В работе [102] в рамках стандартной модели аналитическими и численными методами исследована структура этих спиральных текстур. Аналитическая формула для строения спирали вне её ядра согласуется с численными расчётами и позволяет исследовать основные особенности спиралей, включая их поведение в магнитном поле. Уравнения Эйлера–Лагранжа для функционала энергии (15) в полярной системе координат (r, ϕ) имеют вид

$$-\left[(\partial_r \Phi)^2 + \frac{\partial_\phi \Phi}{r^2}\right] \sin \theta \cos \theta + \frac{4\pi \sin^2 \theta}{L_D} \left[\cos(\phi - \Phi) \partial_r \Phi - \sin(\phi - \Phi) \frac{\partial_\phi \Phi}{r} \right] + \Delta \theta - \frac{4\pi^2 h}{L_D^2} \sin \theta = 0, \quad (21)$$

$$\Delta \Phi \sin \theta + 2 \left(\frac{\partial_\phi \Phi \partial_\phi \theta}{r^2} + \partial_r \Phi \partial_r \theta \right) \cos \theta + \frac{4\pi}{L_D} \left[\frac{\partial_\phi \theta}{r} \sin(\phi - \Phi) - \partial_r \theta \cos(\phi - \Phi) \right] \sin \theta, \quad (22)$$

где Δ — оператор Лапласа,

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2},$$

$$h = H/H_D.$$

Для решения уравнений (21), (22) применялся метод минимизации функционала энергии (15). Вычисления выполнены на сетке высокой плотности, выбранной таким образом, чтобы угол между направлениями двух векторов в соседних узлах не превышал 10° . Использовался нелинейный метод сопряжённых градиентов с аддитивными штрафными функциями, необходимыми для фиксирования нормы векторов $\mathbf{n}$. Для контроля точности результата рассчитывались первые и вторые производные, а затем оценивалась невязка уравнений (21), (22). Алгоритм реализован на архитектуре Nvidia CUDA с использованием мультипроцессоров видеокарт (GPU — Graphics Processing Unit) для массивных параллельных вычислений и визуализации в режиме реального времени. Подобные технологии позволяют многократно повысить скорость и качество решения ряда вычислительных задач, в том числе микромагнитных. В результате были найдены спиральные структуры различных типов, которые описываются далее.

Кроме того, исходя из анализа численных результатов удалось провести и аналитические исследования. Было обнаружено асимптотическое поведение при $r \rightarrow \infty$ решений системы (21), (22) для спиральной структуры. Так, при $h = 0$ имеем

$$\Phi = \frac{\pi}{2} + \phi - \frac{NL_D}{2\pi r} + O\left(\frac{1}{r^2}\right),$$

$$\theta = c_1 - \frac{2\pi}{L_D} r + N\phi + O\left(\frac{1}{r}\right),$$

где $N \in \mathbb{Z}$. Здесь и в следующих формулах опущены логарифмические слагаемые с произвольными постоянными, связанные с обменными спиралями, аналитическая формула для которых получена в [103, 104]. Эти постоянные при минимизации энергии (15) необходимо положить равными нулю. Тогда решения для $n_3 = \cos \theta$

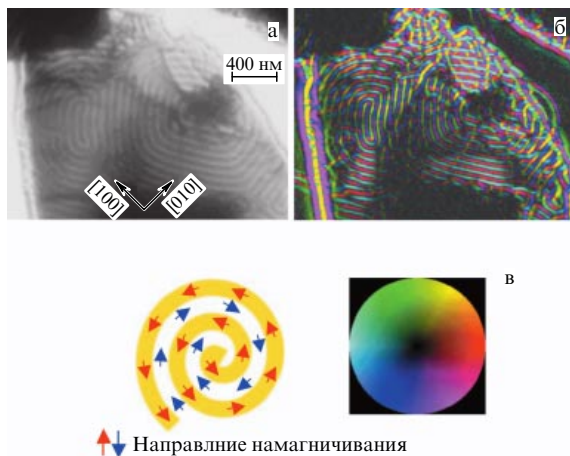


Рис. 19. (В цвете онлайн.) Вихреподобные полосовые спиновые узоры.

представляют собой $2N$ спиральных домена, разделённых архимедовыми спиралями. Можно показать, что при $h > 0$ асимптотическое решение имеет вид

$$\begin{aligned}\Phi &= \frac{\pi}{2} + \phi - \frac{NL_D}{2\pi r} + O\left(\frac{1}{r^2}\right), \\ \theta &= \pi - 2 \operatorname{am}\left[F\left(\frac{\pi - c_1}{2}, m\right) + \frac{2K}{L_D} r - \right. \\ &\quad \left. - \frac{2KN}{\pi} \phi + O\left(\frac{1}{r}\right)\right], \quad r \rightarrow \infty,\end{aligned}$$

где $\operatorname{am}(x, m)$ — амплитуда Якоби, $F(x, m)$ — неполный эллиптический интеграл 1-го рода, $K = K(m)$ — полный эллиптический интеграл 1-го рода. Модуль эллиптических функций и интегралов m зависит только от h и определяется уравнением (ср. с (8)):

$$\pi m - 4\sqrt{h}E = 0,$$

где $E = E(m)$ — полный эллиптический интеграл 2-го рода. Примечательно, что период спиральных витков

$$L = 4L_D \frac{EK}{\pi^2}$$

совпадает с периодом геликоида (9). При $N = 1$ линии уровня $n_3 = \text{const}$ образуют архимедову спираль (АС) (при $N > 1$ спираль оказывается многорукавной). Как показывает численный расчёт, спиральные текстуры как метастабильные состояния могут существовать в окружении либо лабиринтных структур (рис. 20а, б), либо скирмионов (рис. 20в, г). Светлые участки на рис. 20а — г соответствуют направлению вектора намагниченности против поля, тёмные — по полю.

Схожая картина наблюдается для статических спиральных доменов (СД) в плёнках ферритов-гранатов, которые обычно окружены лабиринтной доменной структурой [105] или решёткой цилиндрических магнитных доменов [106, 107]. В некоторых образцах они наблюдаются только как динамические структуры [108]. В формировании статических СД магнитодипольные взаимодействия играют ключевую роль [109]. Вместе с тем для АС в киральных магнетиках, как и для прочих солитонов с размерами порядка L_D , учёт дальнедействующих магнитостатических сил не столь критичен [64].

Из рисунка 20 видно, что АС немного деформируется под влиянием окружения. Похожие спирали для поля

директора наблюдаются в плёнках жидких кристаллов [110–112]. Однако поле директора является сильно неоднородным по толщине плёнки и содержит топологические дефекты [113]. Напротив, векторное поле АС всюду непрерывно и не имеет особенностей. Между тем оно топологически нетривиально. При увеличении поля период АС увеличивается, а участки витков спирали, намагниченные против поля, утончаются (см. анимацию [114]). Локализованная АС (рис. 20в) непрерывной деформацией поля может быть стянута в двумерный скирмион с единичным топологическим индексом. При некотором пороговом значении магнитного поля АС, приведённая на рис. 20в, теряет стабильность и трансформируется в такой же скирмион, что и окружающая его скирмионная решётка.

Существование одиночных топологических дефектов в конденсированных средах (дислокаций, дисклинаций, вихрей, скирмионов и т.д.), как правило, сопровождается образованием их периодических структур. Методом минимизации средней плотности энергии с периодическими граничными условиями была предсказана новая равновесная фаза — гексагональная решётка архимедовых спиралей (РАС) с различным числом витков. Такие структуры остаются стабильными при малых возмущениях и не трансформируются в геликоидальную фазу.

На рисунках 20д, е приведены примеры равновесных решёток из архимедовых спиралей. Хотя эта фаза внешне напоминает решётки спиральных доменов, которые наблюдаются в плёнках ферритов-гранатов [107, 115], её существование обусловлено локальным взаимодействием Дзялошинского – Моррии, а не дальнедействующим и нелокальным магнитостатическим взаимодействием.

Численный анализ энергий различных двумерных структур при нулевой температуре приводит к следующим выводам. В отсутствие магнитного поля средние плотности энергии (в единицах E_0/L_D^2) геликоидальной фазы Дзялошинского, решётки АС и решётки скирмионов составляют соответственно $\sigma_D = -19,74$, $\sigma_{AS} = -19,58$ и $\sigma_s = -18,31$. Отрицательный знак в выражениях для плотностей энергии связан с отрицательным знаком энергии ДМ. В магнитных полях $0 \leq h < 0,2$ эти энергии образуют последовательность: $\sigma_D < \sigma_{AS} < \sigma_s$ — и при $h \approx 0,2$ решётка архимедовых спиралей становится неустойчивой. Поэтому основное состояние системы в виде АС-решётки возможно только при ненулевой температуре и магнитном поле в диапазоне $0 \leq h < 0,2$. При таких условиях свободная энергия РАС должна быть ниже энергии геликоидальной фазы, поскольку решётка спиралей имеет гораздо больше степеней свободы, чем одномерный геликоид. Метастабильную решётку АС можно возбудить переменным магнитным полем, подобно тому как это делается для генерирования метастабильных спиральных доменов [115].

10. Заключение

Как отмечалось выше, предложенная более 20 лет назад концепция киральных скирмионов оказалась одним из важнейших направлений в физике конденсированных сред. Найдёт ли она многообещающие технические приложения, покажут только будущие исследования. Нам хочется верить, что знакомство с обзором показало, что существует много интересных задач для теоретиков и экспериментаторов в области киральных

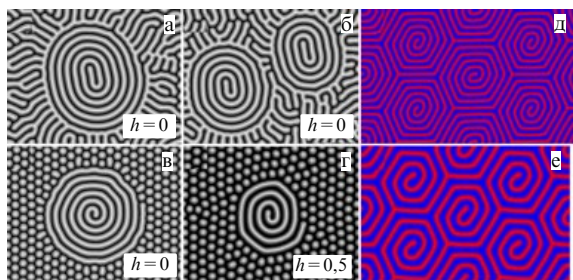


Рис. 20. (В цвете онлайн.) Рассчитанные АС в окружении различных структур: (а, б) в лабиринтной структуре в отсутствие магнитного поля; (в) в скирмионной решётке в отсутствие поля; (г) в поле $h = 0,5$. Решётка АС (д) с пятью витками в отсутствие магнитного поля; (е) с тремя витками в поле $h = 0,15$.

магнетиков, и многие их тонкие свойства ожидают будущих исследований.

Мы признательны В.В. Киселеву и Е.А. Кравцову за внимательное чтение рукописи и полезные замечания, Д.В. Долгих за неоценимую помощь в её подготовке.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки России (тема "Квант", грант АААА-А18-118020190095-4).

Список литературы

1. Skyrme T H R *Proc. R. Soc. Lond. A* **260** 127 (1961)
2. Skyrme T H R *Proc. R. Soc. Lond. A* **262** 237 (1961)
3. Skyrme T H R *Nucl. Phys.* **31** 556 (1962)
4. Sondhi S L et al. *Phys. Rev. B* **47** 16419 (1993)
5. Khawaja U A Stoof H *Nature* **411** 918 (2001)
6. Fukuda J, Zumer S *Nature Commun.* **2** 246 (2011)
7. Hakonen P J et al. *J. Low Temp. Phys.* **53** 425 (1983)
8. Volovik G E *The Universe in a Helium Droplet* (Oxford: Clarendon Press, 2003)
9. Воловик Г Е, Минеев В П *ЖЭТФ* **73** 767 (1977); Volovik G E Mineev V P *Sov. Phys. JETP* **46** 401 (1977)
10. Malozemoff A P, Slonczewski J C *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials* (New York: Academic Press, 1979); Пер. на русск. яз.: Малоземов А, Слободский Дж *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами* (М.: Мир, 1982)
11. Косевич А М, Иванов Б А, Ковалев А С *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны* (Киев: Наукова думка, 1983)
12. Kosevich A M, Ivanov B A, Kovalev A S *Phys. Rep.* **194** 117 (1990)
13. Богданов А Н, Яблонский Д А *ЖЭТФ* **95** 178 (1989); Bogdanov A N, Yablonskii D A *Sov. Phys. JETP* **68** 101 (1989)
14. Ivanov B A, Stephanovich V A, Zhmudskii A A *J. Magn. Magn. Mater.* **88** 116 (1990)
15. Rößler U K et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **303** 012105 (2011)
16. Bogdanov A, Hubert A J *Magn. Magn. Mater.* **138** 255 (1994)
17. Rößler U K, Bogdanov A N, Pfleiderer C *Nature* **442** 797 (2006)
18. Bogdanov A, Hubert A J *Magn. Magn. Mater.* **195** 182 (1999)
19. Bogdanov A N, Rößler U K, Pfleiderer C *Physica B* **359** 1162 (2005)
20. Yu X Z et al. *Nature* **465** 901 (2010)
21. Seidel J (Ed.) *Topological Structures in Ferromagnetic Materials: Domain Walls, Vortices and Skyrmions* (Springer Series in Materials Science, Vol. 228) (Berlin: Springer, 2016)
22. Seki S, Mochizuki M *Skyrmions in Magnetic Materials* (Cham: Springer, 2016)
23. Han J H *Skyrmions in Condensed Matter* (Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 278) (Cham: Springer, 2017)
24. Liu J P, Zhang Z, Zhao G (Eds) *Skyrmions: Topological Structures, Properties, and Applications* (Boca Raton, FL: CRC Press, 2017)
25. Gupta S, Saxena A (Eds) *The Role of Topology in Materials* (Springer Series in Solid-State Sciences, Vol. 189) (Cham: Springer, 2018)
26. Стишов С М, Петрова А Е *УФН* **187** 1365 (2017); Stishov S M, Petrova A E *Phys. Usp.* **60** 1268 (2017)
27. Изюмов Ю А *УФН* **144** 439 (1984); Izyumov Yu A *Sov. Phys. Usp.* **27** 845 (1984)
28. Fert A, Reyren N, Cros V *Nature Rev. Mater.* **2** 17031 (2017)
29. Nagaosa N, Tokura Y *Nature Nanotechnol.* **8** 899 (2013)
30. Finocchio G et al. *J. Phys. D* **49** 423001 (2016)
31. Bihlmayer G et al. "Magnetic skyrmions: structure, stability, and transport phenomena", ψ_k Scientific Highlight of the Month (139) (2018); https://psi-k.net/download/highlights/Highlight_139.pdf
32. Rybakov F N et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 117201 (2015)
33. Uchida M et al. *Phys. Rev. B* **77** 184402 (2008)
34. Дзялошинский И Е *ЖЭТФ* **47** 992 (1964); Dzyaloshinskii I E *Sov. Phys. JETP* **20** 665 (1965)
35. Moriya T *Phys. Rev.* **120** 91 (1960)
36. Bak P, Jensen M H *J. Phys. C* **13** L881 (1980)
37. Изюмов Ю А *Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах* (М.: Энергоатомиздат, 1987)
38. Chizhikov V A, Dmitrienko V E *Phys. Rev. B* **85** 014421 (2012)
39. Ishikawa Y et al. *Solid State Commun.* **19** 525 (1976)
40. Maleyev S V *Phys. Rev. Lett.* **75** 4682 (1995)
41. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **73** 224440 (2006)
42. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **76** 092407 (2007)
43. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **76** 224424 (2007)
44. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. B* **74** 214414 (2006)
45. Grigoriev S V et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 037204 (2009)
46. Uchida M et al. *Science* **311** 359 (2006)
47. Bajt S et al. *Ultramicroscopy* **83** 67 (2000)
48. Uchida M et al. *Appl. Phys. Lett.* **86** 131913 (2005)
49. Ishimoto K et al. *Physica B* **213–214** 381 (1995)
50. Beille J, Voiron J, Roth M *Solid State Commun.* **47** 399 (1983)
51. Kittel Ch *Introduction to Solid State Physics* (New York: Wiley, 1971); Пер. на русск. яз.: Киттель Ч *Введение в физику твердого тела* (М.: Наука, 1978)
52. Bogdanov A N, Rössler U K, Pfleiderer C *Physica B* **359** 1162 (2005)
53. Mühlbauer S et al. *Science* **323** 915 (2009)
54. Münzer W et al. *Phys. Rev. B* **81** 041203(R) (2010)
55. Butenko A B et al. *Phys. Rev. B* **82** 052403 (2010)
56. Wilson M N et al. *Phys. Rev. B* **89** 094411 (2014)
57. Wilson M N et al. *Phys. Rev. B* **86** 144420 (2012)
58. Seki S et al. *Science* **336** 198 (2012)
59. Huang S X, Chien C L *Phys. Rev. Lett.* **108** 267201 (2012)
60. Yu X Z et al. *Nature Mater.* **10** 106 (2011)
61. Yu X Z et al. *Nature Commun.* **3** 988 (2012)
62. Tonomura A et al. *Nano Lett.* **12** 1673 (2012)
63. Rybakov F N, Borisov A B, Bogdanov A N *Phys. Rev. B* **87** 094424 (2013)
64. Kiselev N S et al. *J. Phys. D* **44** 392001 (2011)
65. helimagnets. YouTube, <http://www.youtube.com/user/helimagnets>
66. Meynell S A et al. *Phys. Rev. B* **90** 014406 (2014)
67. Wilson M N et al. *Phys. Rev. B* **88** 214420 (2013)
68. Song D et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 167204 (2018)
69. Rybakov F N et al. *New J. Phys.* **18** 045002 (2016)
70. Leonov A O et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 087202 (2016)
71. Parkin S, Yang S-H *Nature Nanotechnol.* **10** 195 (2015)
72. Fert A, Cros V, Sampaio J *Nature Nanotechnol.* **8** 152 (2013)
73. Müller J *New J. Phys.* **19** 025002 (2017)
74. Shibata K et al. *Nature Nanotechnol.* **8** 723 (2013)
75. Romming N et al. *Science* **341** 636 (2013)
76. Ray M W et al. *Nature* **505** 657 (2014)
77. Castelnovo C R, Moessner R, Sondhi S L *Nature* **451** 42 (2008)
78. ChiralBobbler. YouTube, <https://www.youtube.com/channel/UCN4mgZGR4Yv3T9Yc-94RDAA>
79. Воловик Г Е, Минеев В П *Физика и топология* (Новое в жизни, науке, технике. Сер. Физика, Вып. 6) (М.: Знание, 1980)
80. Blaha S *Phys. Rev. Lett.* **36** 874 (1976)
81. Воловик Г Е, Минеев В П *Письма в ЖЭТФ* **23** 647 (1976); Volovik G E, Mineev V P *JETP Lett.* **23** 593 (1976)
82. Mineyev V P, Volovik G E *Phys. Rev. B* **18** 3197 (1978)
83. Ollikainen T et al. *Phys. Rev. X* **7** 021023 (2017)
84. Борисов А Б, Танкеев А П, Шагалов А Г *ФТТ* **31** (5) 140 (1989); Borisov A B, Tankeev A P, Shagalov A G *Phys. Solid State* **31** 798 (1989)
85. Воловик Г Е, Минеев В П *ЖЭТФ* **72** 2256 (1977); Volovik G E, Mineev V P *Sov. Phys. JETP* **45** 1186 (1977)
86. Bessarab P F, Uzdin V M, Jónsson H *Comput. Phys. Commun.* **196** 335 (2015)
87. Zheng F et al. *Nature Nanotechnol.* **13** 451 (2018)
88. Фейнберг Е Л *УФН* **78** 53 (1962); Feinberg E L *Sov. Phys. Usp.* **5** 753 (1963)
89. Midgley P A, Dunin-Borkowski R E *Nature Mater.* **4** 271 (2009)
90. Milde P et al. *Science* **340** 1076 (2013)
91. Schütte C, Rosch A *Phys. Rev. B* **90** 174432 (2014)
92. Leonov A O et al. *J. Phys. Condens. Matter* **28** 35LT01 (2016)
93. Ahmed A S et al. *Phys. Rev. Mater.* **2** 041401(R) (2018)
94. Weller D, Moser A *IEEE Trans. Mag.* **35** 4423 (1999)
95. Du H et al. *Nature Commun.* **6** 8504 (2015)
96. Богданов А *Письма в ЖЭТФ* **62** 231 (1995); Bogdanov A *JETP Lett.* **62** 247 (1995)
97. Du H et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 197203 (2018)
98. Shibata K et al. *Phys. Rev. Lett.* **118** 087202 (2017)

99. Du H et al. "Jumps of skyrmion", Interaction of Individual Skyrmions. YouTube, <https://www.youtube.com/watch?v=vmnBtIbrI1U>
100. Du H et al. "Field-driven motion of skyrmions (magnetization/demagnetization)", Interaction of Individual Skyrmions. YouTube, <https://www.youtube.com/watch?v=YHweP452Z24&t=5s>
101. Vansteenkiste A et al. *AIP Adv.* **4** 107133 (2014)
102. Борисов А Б, Рыбаков Ф Н *Письма в ЖЭТФ* **96** 572 (2012); Borisov A B, Rybakov F N *JETP Lett.* **96** 521 (2012)
103. Борисов А Б *Письма в ЖЭТФ* **73** 279 (2001); Borisov A B *JETP Lett.* **73** 242 (2001)
104. Борисов А Б *Письма в ЖЭТФ* **76** 95 (2002); Borisov A B *JETP Lett.* **76** 84 (2002)
105. Гесь А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **52** 1079 (1990); Ges' A P et al. *JETP Lett.* **52** 476 (1990)
106. Ламонова К В, Мамалуй Ю А, Сирюк Ю А *Физика и техника высоких давлений* **6** (1) 33 (1996)
107. Мамалуй Ю А, Сирюк Ю А *Изв. РАН. Сер. Физ.* **72** 1091 (2008); Mamalui Ju A, Siryuk Ju A *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **72** 1026 (2008)
108. Кандаурова Г С *УФН* **172** 1165 (2002); Kandaurova G S *Phys. Usp.* **45** 1051 (2002)
109. Борисов А Б, Ялышев Ю И *ФММ* **79** (5) 18 (1995)
110. Gilli J M, Kamayé M *Liquid Cryst.* **11** 791 (1992)
111. Mitov M, Sixou P J. *Phys. II France* **2** 1659 (1992)
112. Ribiere P, Oswald P, Pirkel S J. *Phys. II France* **4** 127 (1994)
113. Oswald P, Baudry J, Pirkel S *Phys. Rep.* **337** 67 (2000)
114. "Archimedian spiral", Nonlinear Phenomena. YouTube, <https://www.youtube.com/watch?v=LVPvNv850OA>
115. Mamalui Yu A, Soika E N *Phys. Status Solidi A* **184** 437 (2001)

Localized structures in magnetic systems without the center of inversion

A.B. Borisov

*Mikheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences,
ul. S. Kovalevskoi 18, 620108 Ekaterinburg, Russian Federation;
Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University named after the first President of Russia B.N. Yeltsin,
ul. Kuibysheva 48, 620026 Ekaterinburg, Russian Federation
E-mail: borisov@imp.uran.ru*

The main theoretical and experimental results of the study of magnetic skyrmions in films of isotropic chiral magnets are considered. A significant part of the paper presents new results that were not included in previous monographs and reviews. Skyrmions are formations characterized by a quantized topological number. They attract considerable attention of researchers due to their dynamics in external fields, which has promising features in terms of applications in spintronics. Special attention is given to the structure and interaction of 3D skyrmions, and a new magnetic structure — the chiral bobber — is considered.

Keywords: skyrmion, chiral magnet, helimagnet, chiral bobber

PACS numbers: 02.70.Uu, **73.20. – r**, 73.43.Cf, 75.10.Hk, 75.70.Ak

Bibliography — 115 references

Received 14 February 2019, revised 24 February 2019

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **190** (3) 291 – 312 (2020)

Physics – Uspekhi **63** (3) (2020)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.02.038701>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.02.038701>