

**Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«КАЗАНСКИЙ (ПРИВОЛЖСКИЙ) ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

КАФЕДРА ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Направление: 03.03.02 Физика

Профиль: Физика

**ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНТАКТА
СВЕРХПРОВОДНИК-КИРАЛЬНЫЙ МАГНЕТИК**

Студент 4 курса группы 06-711

«__» _____ 2021 г.

_____ (Зайцева В.Е.)

Научный руководитель

д.ф.-м.н., профессор

«__» _____ 2021 г.

_____ (Прошин Ю.Н.)

Научный консультант

ассистент

«__» _____ 2021 г.

_____ (Туманов В.А.)

Заведующий кафедрой теоретической физики

д.ф.-м.н., профессор

«__» _____ 2021 г.

_____ (Прошин Ю.Н.)

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
ГЛАВА 1. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ И МАГНЕТИЗМА	6
1.1 Эффект близости	6
1.2 Образование скирмионов в киральных магнетиках	11
ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СИСТЕМЫ СВЕРХПРОВОДНИК-КИРАЛЬНЫЙ МАГНЕТИК	21
2.1 Классическая спиновая модель	21
2.2 Метод вычисления критической температуры FS-системы	26
2.3 Результаты исследования критической температуры FS-системы	30
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	34
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	36

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одним из актуальных направлений исследований в области спинтроники является рассмотрение гетероструктур сверхпроводник/магнетик. Это, в первую очередь, связано с тем, что учёт обменных и спин-орбитальных взаимодействий в таких системах приводит к проявлению ряда нетривиальных магнитоэлектрических эффектов [1-7]. Например, осцилляции критического тока Джозефсона и критической температуры при увеличении толщины ферромагнетика, триплетные сверхпроводящие корреляции. Кроме этого, в таких системах наблюдается возникновение спонтанных сверхтоков в гибридных структурах, обусловленное наличием спин-орбитальной связи и однородным магнитным полем, а также обменным взаимодействием. Следует отметить, что наблюдение некоторых из этих эффектов стало возможным лишь в последние десятилетия, после того как удалось достичь наноразмерных толщин слоёв в тонких плёнках [8].

Сверхпроводниками называются материалы, обладающие нулевым сопротивлением при температуре ниже критической. Ещё одной их характерной особенностью является проникновение магнитного поля в тонкий приповерхностный слой образца глубиной порядка $10^{-6} - 10^{-5}$ см с последующим обращением магнитной индукции в нуль. По этой причине сверхпроводники нередко называют идеальными диамагнетиками. В основе объяснения сверхпроводимости лежит установленный в середине прошлого века Леоном Купером факт образования электронами проводимости связанных пар при любом сколь угодно малом взаимодействии притягивающего типа. Такое стремление квазичастиц к коллективизации объясняется тем, что вклад взаимодействия через поле фононов оказывается более дальнедействующим, чем экранированное потенциалом решётки кулоновское отталкивание, возникающее между частицами одного знака.

Противоположным явлению сверхпроводимости по отношению к магнитному полю считается ферромагнетизм. Этот эффект характеризуется ненулевой средней проекцией спина на некоторую ось и, как следствие, появлением спонтанной намагниченности у образца при температуре ниже критической. Её возникновение обуславливается обменным электрическим взаимодействием, которое объясняется перекрытием волновых функций электронов и экспоненциально спадает с увеличением расстояния между атомами.

Под киральными, как правило, понимают магнетики, не обладающие центром симметрии. Наиболее известными примерами таких магнитных систем являются MnSi, FeGe и Fe_{0,5}Co_{0,5}Si. В типичных киральных магнетиках обменное взаимодействие между соседними спинами определяется как

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

где J – обменный интеграл, зависящий от радиус-вектора \mathbf{r}_{ij} , соединяющего ядра атомов, $\mathbf{s}_i, \mathbf{s}_j$ – спины электронов, находящихся в соседних узлах кристаллической решётки. При этом в кристаллах типа MnSi из-за отсутствия инверсионной симметрии возникает взаимодействие Дзялошинского-Мории, обусловленное спин-орбитальной связью соседних атомов:

$$\mathcal{H}_{SL} = \lambda(\mathbf{S}_1\mathbf{L}_1 + \mathbf{S}_2\mathbf{L}_2).$$

Энергия этого взаимодействия оказывается минимальной для взаимно перпендикулярных соседних спинов. Возникающая конкуренция между двумя видами взаимодействий приводит к появлению в таких кристаллах неоднородного основного состояния – спиральной структуры. Такие состояния представляют особый интерес для оптических, магнитных и электронных технологий хранения информации.

Современная спинтроника предлагает множество идей для нового поколения магнитных устройств хранения данных, основанных на использовании мобильных метастабильных состояний. Одними из наиболее

перспективных являются магнитные киральные скирмионы, которые привлекают интерес из-за их наноразмера порядка $50\div 100$ нм [9], топологической устойчивости и низкой плотности тока ($\sim 10^6$ А/м²), необходимой для их перемещения, что позволяет использовать их в качестве носителей информации в будущих устройствах памяти.

В данной работе рассматривается взаимное влияние сверхпроводящего и магнитного состояния в контакте сверхпроводник/киральный магнетик. В частности, нас интересует основное состояние магнитной подсистемы. Мы рассчитываем критическую температуру при различных ориентациях геликоидальной намагниченности. Кроме того, мы оцениваем изменение критической температуры в области локализации скирмиона и кирального поплавка, а также рассматриваем контакт V/FePd/Ir, в котором, согласно экспериментальным данным [25, 33], возможно образование наноразмерных магнитных скирмионов.

ГЛАВА 1. КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ И МАГНЕТИЗМА

1.1 Эффект близости

Качественно эффект близости можно объяснить на примере тонкой плёнки нормального металла (N), находящейся на поверхности сверхпроводника (S). В этом случае параметр порядка около поверхности будет отличным от своего значения внутри сверхпроводника на масштабах, совпадающих по порядку величины с длиной когерентности ξ . Вследствие такого S-N контакта куперовские пары могут переходить из S в N слой и существовать в нём какое-то время. Таким образом, слой нормального металла вблизи границы раздела становится сверхпроводящим. Это явление получило название эффекта близости. С другой стороны, такой переход способствует ослаблению сверхпроводимости и приводит к снижению температуры сверхпроводящего перехода в тонком S слое, контактирующем с нормальным металлом [8]. Если толщина сверхпроводящего слоя меньше критической, эффект близости полностью подавляет сверхпроводящий переход.

Впервые на проблему сосуществования сверхпроводимости и магнетизма обратил внимание Гинзбург. Он показал, что сверхпроводимость подавляется при взаимодействии параметра порядка с векторным потенциалом магнитного поля. С развитием микроскопической теории Бардином, Купером и Шриффером выяснилось, что ещё одной причиной разрушения сверхпроводимости является обменное поле, которое стремится выровнять спины электронов проводимости, связанных в куперовские пары, в одном направлении, тем самым препятствуя их спариванию. Критическое поле, при котором происходит исчезновение сверхпроводящего состояния, оказывается пропорциональным мере энергии связи пары: $I_c \sim \Delta/\mu_B$, где Δ – ширина сверхпроводящей щели, μ_B – магнетон Бора [10]. Разрушение

сверхпроводимости под действием критического поля получило название парамагнитного эффекта. В силу отмеченных выше причин, наблюдение сосуществования сверхпроводимости и магнетизма в едином образце сильно затруднено. Первые экспериментальные доказательства этого явления были получены лишь после открытия редкоземельных соединений, таких как $(RE)Rh_4B_4$ и $(RE)Mo_6X_8$ ($X = S, Se$) [8]. Однако сравнительно просто этого можно добиться, создавая искусственным образом слоистые системы ферромагнетик/сверхпроводник (F/S). Из-за эффекта близости пары Купера способны проникать в ферромагнитный слой, что приводит к возникновению в нём сверхпроводящего состояния. Более того, изменение толщины слоя влияет на соотношение сил двух конкурирующих порядков.

Существование обменного поля, приводящее к осцилляциям волновой функции куперовских пар, является основным отличием поведения гетероструктур типа ферромагнетик-сверхпроводник. Образование пар в таких системах также имеет различие. В S-слое спаривание происходит по типу Бардина-Купера-Шриффера (БКШ), а в F-слое одним из возможных механизмов является состояние Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррелла (ЛОФФ), когда куперовские пары формируются из электронов с ненулевым результирующим импульсом Ферми, равным $2\delta k_F$, $\delta k_F = \mu_B H / v_F$, где v_F – фермиевская скорость [10], однако единого мнения на этот счёт пока нет. Зависимость критической температуры T_c от толщины ферромагнитного слоя d_f является осциллирующей для прозрачной границы раздела и монотонной в случае низкой прозрачности FS-контакта. Теоретически осцилляционная зависимость $T_c(d_f)$ для случая, когда период колебаний волновой функции оказывается соизмеримым с толщиной ферромагнитного слоя, была предсказана в 1990 году Буздиным и Куприяновым [11]. Экспериментальное наблюдение этого эффекта было затруднительным в связи с сильным влиянием ферромагнетика, препятствующим образованию пар Купера, и нано-диапазоном периода колебаний. Решающим в этом вопросе стало создание новых технологий обработки тонких плёнок. Так, например, в 2003

году Сидоренко и др. подтвердили на эксперименте колебательное поведение T_c в двухслойной системе Nb/Ni [12].

Выбор подхода для теоретического описания свойств S/F системы, в частности, зависимости критической температуры T_c от толщины ферромагнитного слоя d_f , зависит от диапазона параметров, описывающих контакт. Так, S-слой характеризуется длиной когерентности ξ_s и длиной свободного пробега l_s , а F-слой ещё и длиной спиновой жёсткости $a_f = v_f/2I$, v_f – скорость электронов на поверхности Ферми. Поскольку обменное поле в значительной степени препятствует образованию куперовских пар, необходимым условием для сохранения сверхпроводимости во всем образце является выполнение неравенства $d_s \gg d_f$, где d_s – толщина сверхпроводящего слоя. Более толстый слой ферромагнетика чаще всего не приводит к разрушению сверхпроводимости в двухслойной системе, но концентрация куперовских пар в объёме ферромагнетика стремится к нулю. В ферромагнетике возможно два типа движения электронов проводимости: волновое и диффузионное. В первом случае справедливо соотношение $a_f < l_f < \xi_f$ и $2I\tau_f > 1$, а во втором $a_f < l_f < \xi_f$ и $2I\tau_f < 1$, где τ_f – время свободного пробега, $l_f = \tau_f v_f$. Помимо приведённых параметров следует также ввести коэффициент прозрачности для поверхности между F и S слоями, который может принимать произвольные значения. Кроме того, рассмотрение сверхпроводника при $l_s < \xi_s$, то есть в грязном пределе, позволяет описывать FS-систему, используя уравнения Узаделя вместо уравнений Горькова или Эйленбергера:

$$\begin{aligned} \left[\omega - \frac{1}{2} D_s \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] F_s(z, \omega) &= \Delta_s(z), \\ \left[\omega + iI - \frac{1}{2} D_f(I) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] F_f(z, \omega) &= \Delta_f(z). \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $F(z, \omega)$ – аномальная функция Узалея, $\Delta(z)$ – параметр порядка, $\omega > 0$ – мацубаровская частота, I – обменное поле, $D_s = v_s l_s / 3$ – коэффициент диффузии для S-слоя, $D_f(I)$ – комплексный коэффициент диффузии, который учитывает преобладание того или иного типа движения электронов в ферромагнетике и связан с действительным коэффициентом диффузии $D_f = v_f l_f / 3$ следующим образом:

$$\begin{aligned} D_f(I) &\simeq \frac{D_f}{1 + i2I\tau_f}, & 2I\tau_f &\ll 1 \\ D_f(I) &\simeq \frac{3D_f}{1 + i2I\tau_f}, & 2I\tau_f &\gg 1 \end{aligned} \quad (2)$$

Первое уравнение в (1) соответствует сверхпроводящей области, а второе описывает ферромагнитную часть пространства.

Для нахождения зависимости $T_c(d_f)$ необходимо решить краевую задачу, поэтому система уравнений (1) дополняется граничными условиями для FS-контакта, которые с учётом соотношения $\sigma_s v_s N_s = \sigma_f v_f N_f$, означающего одинаковое количество переходов между F и S слоями, записывается в виде

$$\begin{aligned} \frac{4D_s}{\sigma_s v_s} \frac{\partial F_s(z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=+0} &= F_s(+0, \omega) - F_f(-0, \omega), \\ \frac{4D_f(I)}{\sigma_f v_f} \frac{\partial F_f(z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=-0} &= F_s(+0, \omega) - F_f(-0, \omega). \end{aligned} \quad (3)$$

где $\sigma_{s(f)}$ – прозрачность со стороны сверхпроводящего (ферромагнитного) слоя, $N_{s(f)}$ – плотность состояний на уровне Ферми.

Условия на свободных границах для обоих слоёв

$$\frac{\partial F_s(z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=d_s} = 0, \quad \frac{\partial F_f(z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=-d_f} = 0 \quad (4)$$

автоматически учитываются в одномодовом приближении:

$$F_s(z, \omega) = A_s \cos k_s(z - d_s), \quad F_f(z, \omega) = A_f \cos k_f(z + d_f). \quad (5)$$

Для упрощения задачи параметр порядка в F-слое полагают равным нулю $\Delta_f = 0$. Зависимость приведённой критической температуры $t = T_c/T_{cs}$ от приведённой толщины ферромагнитного слоя d_f/a_f в этом приближении имеет вид, представленный на рисунке 1. Графики получены на основе следующей системы уравнений [10]:

$$\ln t = \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \operatorname{Re}\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{D_s k_s^2}{4\pi T_{cs} t}\right), \quad (6)$$

$$D_s k_s \tan k_s d_s = \frac{\sigma_s v_s}{4 - [\sigma_s v_f n_{sf}/D_f(I)k_f] \cot k_f d_f}, \quad (7)$$

$$k_f^2 = -\frac{2iI}{D_f(I)} = -\frac{2iI(1 + 2iI\tau_f)}{D_f}. \quad (8)$$

Здесь $D_s k_s^2$ – параметр распаривания, T_{cs} – температура сверхпроводящего перехода для S-слоя, D_s – коэффициент диффузии, k_s и k_f – волновые числа, $n_{sf} = v_s N_s / v_f N_f$. При выводе выражений (6)-(8), помимо системы (1) с граничными условиями (3), использовалось соотношение для параметра порядка в сверхпроводнике, который определяется через аномальную функцию Узалея $F(z, \omega)$:

$$\Delta(z) = 2\lambda(z)\pi T \operatorname{Re} \sum' F(z, \omega), \quad (9)$$

где суммирование берётся по мацубаровским частотам $\omega > 0$.

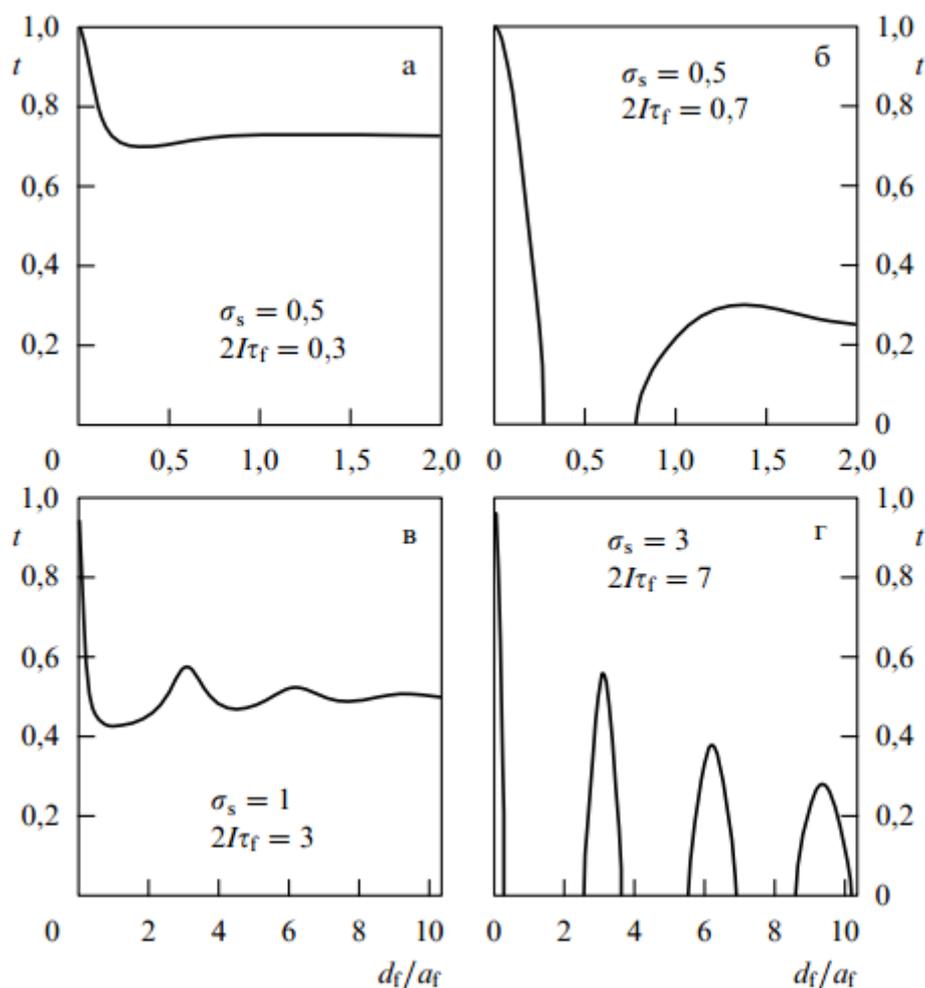


Рисунок 1. Некоторые параметры системы: $l_s = 0,25\xi_{s0}$, $d_s = 0,625\xi_{s0}$, $n_{sf} = 1$. Здесь а) выход на плато; б) возвратная сверхпроводимость; в) осцилляции; г) периодически-возвратная сверхпроводимость. Рисунок взят из обзора [10].

1.2 Образование скирмионов в киральных магнетиках

Под магнитными скирмионами понимают двумерные объекты, характеризующиеся дискретным квантовым числом — топологическим зарядом. В реальных системах такие взаимодействия как магнитное поле и анизотропия заставили бы скирмион сжаться до размера решётки, что в конце концов означало бы его исчезновение. Однако этого не происходит благодаря взаимодействию Дзялошинского-Мории, которое делает спины неколлинеарными и, как показали Богданов и Яблонский, позволяет скирмиону оставаться стабильным [13]. Для двух ближайших соседей это

взаимодействие имеет простой вид: $\mathbf{D}_{12}[\mathbf{s}_1 \times \mathbf{s}_2]$. Вектор 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. ДМ-взаимодействие является первой поправкой к суперобмену по спин-орбите, но в отличие от суперобмена его энергия пропорциональна векторному произведению спинов и очень чувствительна к симметрии пары спинов. Например, если пара спинов обладает центром инверсии, то это взаимодействие обращается в нуль. Но в действительности во многих веществах локальная симметрия пары ниже, чем симметрия кристалла, поэтому это взаимодействие часто есть и, как заметил Дзялошинский, может привести к появлению слабого ферромагнитного момента. Если кристалл является нецентросимметричным, то в этом случае возможно скручивание ферромагнитного состояния в спираль.

В киральных магнетиках скирмионы впервые были обнаружены в 2009 году. Наиболее удобно рассматривать образование этих объектов в соединении MnSi. Оно представляет собой ферромагнитный 3d-металл с кубической кристаллической структурой $B20$ без центра симметрии, с правой и левой киральностью. Для теоретического описания соединения MnSi используется микроскопическая модель Гейзенберга с энергией вида

$$E = \sum_i \sum_{j(j \neq i)} (-J_{ij} \mathbf{s}_i \mathbf{s}_j + \mathbf{D}_{ij} [\mathbf{s}_i \times \mathbf{s}_j]) - g\mu_B \mathbf{H} \sum_i \mathbf{s}_i, \quad (10)$$

где J_{ij} – обменный интеграл, \mathbf{D}_{ij} – вектор Дзялошинского-Мория.

В основном состоянии спиновая структура в элементарной ячейке MnSi описывается суперпозицией четырёх спиралей

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

Здесь \mathbf{r} – положение атома в ячейке, $\mathbf{a}_i, \mathbf{b}_i$ – единичные векторы и $\mathbf{a}_i \mathbf{b}_i = 0$ [14]. 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 исходной ячейки к соседней. Период модуляции зависит от температуры и несоизмерим с периодом решётки. Поэтому спиральные структуры часто называют долгопериодическими или несоизмеримыми.

Для макроскопического описания магнитных структур в соединениях типа MnSi удобно использовать континуальное приближение с энергией вида

$$E = A \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x_i} + D \mathbf{n} \text{rot} \mathbf{n} - M \mathbf{H} \mathbf{n}, \quad (11)$$

где $\mathbf{n} = (\sin\theta\cos\phi, \sin\theta\sin\phi, \cos\theta)$ – единичный вектор вдоль направления намагниченности, M – спонтанная намагниченность материала, A – константа обменного взаимодействия. В отсутствие поля основное состояние представляет собой 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

$$\mathbf{n} = (\cos(kz), \sin(kz), 0) \quad (12)$$

и плотностью энергии

$$E_{\text{hel}} = -\frac{H_D M}{2}, \quad H_D = \frac{D^2}{2AM}. \quad (13)$$

Магнитные моменты меняют свою ориентацию при переходе от слоя к слою, образуя спиральную волну с периодом L_D , определяемым константами обменного взаимодействия и спин-орбитальной связи. При уменьшении последней L_D уходит на бесконечность, что соответствует переходу в однородное ферромагнитное состояние.

В магнитном поле существует два основных состояния, которые различаются направлениями магнитного поля и намагниченностью. В магнитном поле $\mathbf{H} = (0,0,H)$, параллельном вектору спирали, спины отклоняются в направлении поля, и простая спираль превращается в коническую, образуя так называемую коническую фазу. В критическом поле $H = H_D$ коническая фаза переходит в ферромагнитное состояние, в котором все спины сонаправлены с вектором поля.

Энергия скирмионов всегда выше энергии конической фазы, которая доминирует в объёмных образцах почти во всём диапазоне магнитных полей и температур. Теоретические модели предсказывают, что в объёмных магнетиках скирмионы могут быть стабилизированы сильной кубической или одноосной анизотропией, а также другой кристаллической симметрией, подавляющей образование конической фазы [15-17]. Экспериментальные наблюдения магнитных свойств скирмионов в тонких плёнках кубических гелимагнетиков при отсутствии индуцированной анизотропии явно отличались от магнитных свойств скирмионов в объёмных кубических гелимагнетиках, в которых они могут существовать только в виде метастабильных состояний [18-21]. В связи с этим в работе [22] были проведены первые трёхмерные расчёты кирально-модулированных состояний в тонких плёнках кубических гелимагнетиков и выяснен физический механизм, лежащий в основе образования скирмионов в структурах без центра инверсии.

В численных расчётах было использовано выражение (10) для плотности энергии кубического ферромагнетика без центра инверсии, которое не учитывает внутреннюю и внешнюю индуцированную энергию магнитной анизотропии, а также магнитодипольное взаимодействие, поскольку они слабы из-за стабилизирующего эффекта ДМ-взаимодействия. Численные решения были получены путём прямой минимизации функционала энергии со свободными граничными условиями вдоль оси z ($\partial_z \theta = 0, \partial_z \Phi = 2\pi/L_D$) и периодическими граничными условиями в плоскости (x, y) . Это приводит к равновесному неоднородному распределению намагниченности в плёнке, которое зависит от трёх пространственных переменных и двух параметров: безразмерного магнитного поля H/H_D и параметра удержания L/L_D . Результаты численного моделирования приведены на рисунках (2), (3). Равновесная конфигурация 3D-решетки скирмиона сильно отличается от 2D-решетки в объёмных гелимагнетиках. Распределение намагниченности \mathbf{n} в цилиндрической

системе координат, зависящее от трёх переменных (ρ, φ, z) , демонстрирует сложные трёхмерные модуляции в плоскости z .

В численном моделировании пробные функции

$$\theta = \theta(\rho), \quad \Phi = \phi + \frac{\pi}{2} + \frac{2\pi}{L_D} z \quad (14)$$

обеспечивают хорошую аппроксимацию решений для изолированных и решетчатых 3D-скирмионов. В формулах (13) пренебрегают зависимостью поля Φ от ρ и угла θ от z , а член $\frac{2\pi}{L_D} z$ принимают таким же, как и в конической фазе: $\cos\theta = \frac{H}{H_D}$, $\Phi = \frac{2\pi}{L_D} z$. В этом приближении энергия скирмиона вычисляется по формуле

$$E_s = \frac{1}{AL_D} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-L/2}^{L/2} dz \int_0^\infty (E - E_0) \rho d\rho, \quad (15)$$

где $E_0 = -HM$ – плотность энергии насыщения.

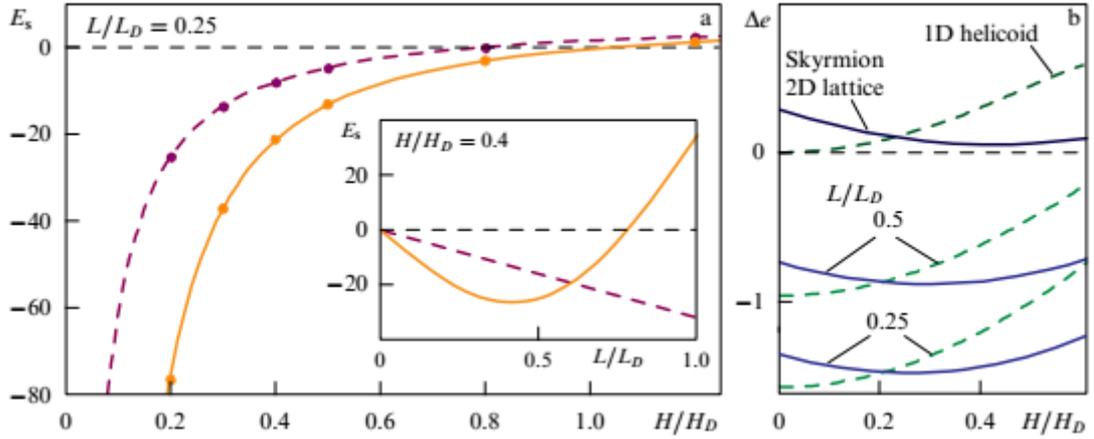


Рисунок 2. а) зависимость равновесной энергии для изолированных 3D-скирмионов (сплошная кривая) и для 2D-скирмионов, однородных по оси z (пунктирная кривая), от поля H/H_D ; б) зависимость разности энергий Δe между решёткой скирмиона и конической фазой (сплошная кривая) и между геликоидальной и конической фазами (пунктирная кривая) от приложенного поля. Графики получены в работе [22].

Результаты, показанные на рисунке (2) демонстрируют, что в широком диапазоне параметров энергия изолированных 3D-скирмионов меньше, чем энергия 2D-скирмионов, однородных вдоль оси z .

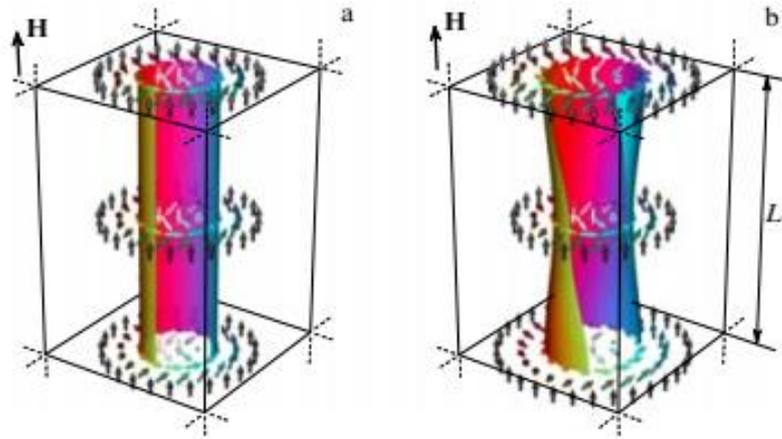


Рисунок 3. Схематическое представление скирмионных трубок: а) векторные поля и изоповерхности $n_z = 0$ для скирмионной трубки с равномерной намагниченностью вдоль оси симметрии; б) скирмионная трубка с трёхсторонней неоднородной намагниченностью и вращением магнитных моментов, индуцированных поверхностью плёнки. Рисунок взят из обзора [14].

На рисунке 3а) показана структура однородной раскрученной скирмионной трубки в толстых плёнках или в объёмных образцах. На рисунке 3б) схематично показан результат численных расчётов структуры скирмионной трубки в тонкой плёнке. Этот случай характеризуется неравномерным закручиванием намагниченности по толщине плёнки. Магнитные моменты в верхнем поверхностном слое слегка наклонены к центру скирмиона, в то время как в нижней части плёнки они напротив слегка наклонены от центра. Скручивание спинов на верхней и нижней гранях плёнки соответствует промежуточным конфигурациям между чистыми блоховскими ($\Phi = \phi + \frac{\pi}{2}$) и неелевскими ($\Phi = \phi$) типами скирмионов. Наибольшие отклонения наблюдаются для спинов вблизи поверхности плёнки, где они слабо связаны между собой из-за меньшего числа соседей. Выигрыш энергии от вклада взаимодействия Дзялошинского-Мории накапливается по толщине плёнки и уменьшает общую энергию состояния, так что в определённом диапазоне магнитного поля и толщины плёнки неоднородная скирмионная трубка становится энергетически более выгодной, чем коническая фаза.

В работе [23] был предсказан новый тип частицеподобного состояния в нецентросимметричных магнетиках, который авторы назвали киральным

поплавком. Такая квазичастица в широком диапазоне параметров оказывается более компактной и энергоэффективной, чем магнитный скирмион. Киральный поплавок – это трёхмерный локализованный солитон с конечной энергией в нелинейных уравнениях поля, состоящий из гладкого векторного поля намагниченности и магнитной сингулярности типа «ёж» (рисунок 4).

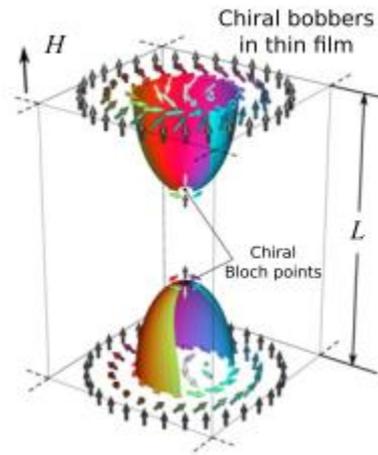


Рисунок 4. Схематическое представление кирального поплавка – гибридного частицеподобного состояния, локализованного вблизи поверхности кирального магнетика, характеризующегося плавным распределением намагниченности и наличием сингулярности – киральной точки Блоха на конечном расстоянии от поверхности. Рисунок взят из статьи [24].

В отличие от ранее известных магнитных локализованных структур, термодинамически устойчивый киральный поплавок образуется на границе раздела фаз или на поверхностях киральных магнетиков.

Для численных расчётов кирального поплавка в работе [23] использовалась плотность энергии на дискретной решётке, состоящая из трёх вкладов: обменного и ДМ-взаимодействия, а также зеемановского слагаемого.

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

Здесь символ $\langle ij \rangle$ означает суммирование по парам ближайших соседей, $\mathbf{n}_i = \mathbf{M}_i / \mu_s$ – единичный вектор магнитного момента в i -ом узле решётки, μ_s – спиновый магнитный момент, J – обменный интеграл, \mathbf{D}_{ij} – вектор Дзялошинского-Мории, \mathbf{H} – внешнее магнитное поле, приложенное вдоль

оси z перпендикулярно плоскости плёнки. Приведём также вид параметров L_D и H_D :

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

где a – постоянная решётки, D – константа ДМ-взаимодействия. Поскольку магнитное поле деформирует поле намагничивания и «ёж» превращается в киральную точку Блоха, структура «ежа» $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{r}}{|\mathbf{r}|}$ может быть получена в явном виде при $\mathbf{H} = 0$ из уравнения

$$E = A \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial x_i} + D \mathbf{n} \text{rot} \mathbf{n} - MH(1 - n_z) + E_0, \quad (17)$$

где A – константа обменного взаимодействия, E_0 – энергия насыщенного ферромагнитного состояния. В плоском поперечном сечении $z = \text{const}$ спиновая структура поплавка повторяет поле 2D-скирмионов, диаметр которых уменьшается с увеличением расстояния от поверхности плёнки. Глубина проникновения в плёнку удовлетворяет условию $r_p \leq L_D/2 \pm a/2$.

Зависимость энергий кирального скирмиона и поплавка, рассчитанные из энергии конической фазы, показаны на рисунке 5.

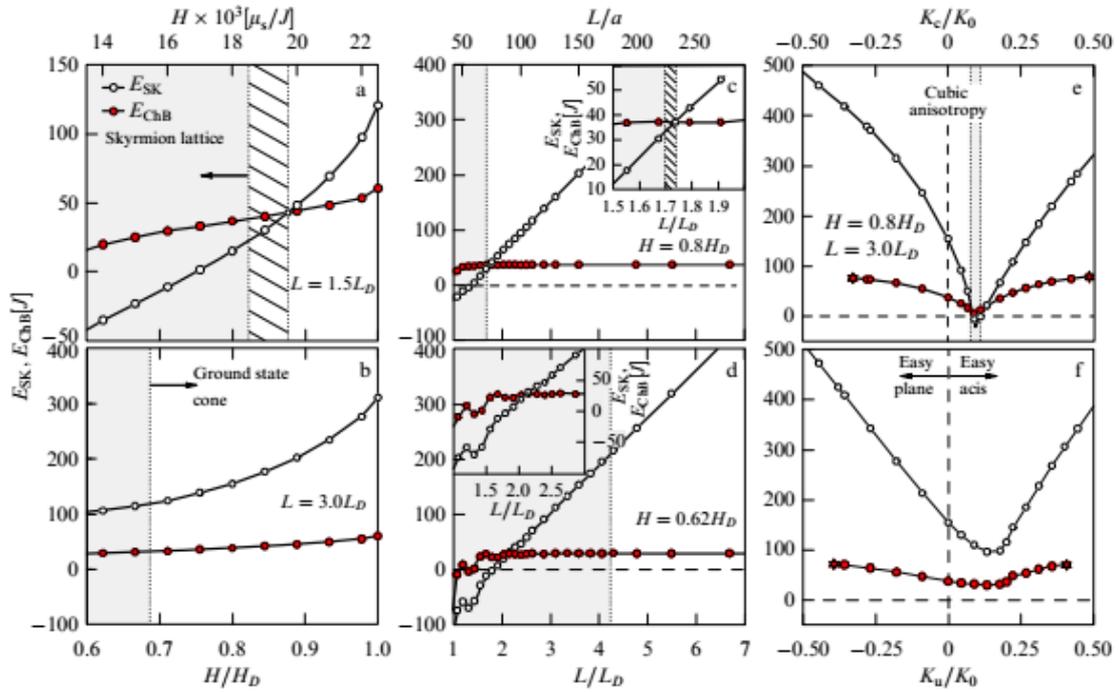


Рисунок 5. а), б) зависимость энергий для изолированного кирального скирмиона и поплавка от магнитного поля при фиксированной толщине плёнки; с), д) зависимость энергий для изолированного кирального скирмиона и поплавка от толщины плёнки при фиксированном поле; е), ф) зависимость энергий для кирального скирмиона и поплавка от параметров кубической и одноосной анизотропии при фиксированных значениях толщины плёнки и магнитного поля. Рисунок взят из работы [23].

Белые и серые области на рисунке 5 (а-д) представляют зоны стабильности конической фазы и решётки скирмиона соответственно. Как видно из этих рисунков, почти везде в конической фазе киральный поплавок имеет энергию намного меньшую, чем киральный скирмион. Исключением является пунктирная область, где энергия скирмиона оказывается меньше энергии поплавка. Кроме того, разница между их энергиями становится более выраженной при изменении толщины плёнки – с её увеличением энергия скирмиона линейно возрастает, а энергия поплавка, локализованного вблизи поверхности, от неё практически не зависит. Однако в малых полях и очень тонких плёнках эта закономерность нарушается.

Для оценки стабильности кирального поплавка в анизотропных кристаллах к энергии (16) добавляется энергия анизотропии

$$E_a = - \sum_i K_u n_{i,z}^2 + K_c (n_{i,x}^4 + n_{i,y}^4 + n_{i,z}^4), \quad (18)$$

где K_u , K_c – константы одноосной и кубической анизотропии соответственно, определяемые в единицах $K_0 = D^2/(2J)$, $n_{i,\alpha}$ – компоненты единичного вектора \mathbf{n} в i -ом узле. Согласно результатам, полученным в работе [23], киральный поплавок в конической фазе при фиксированном значении внешнего поля и толщины плёнки всегда более энергоэффективен, чем киральный скирмион.

ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СИСТЕМЫ СВЕРХПРОВОДНИК-КИРАЛЬНЫЙ МАГНЕТИК

2.1 Классическая спиновая модель

Классическая спиновая модель описывается гамильтонианом вида (16), состоящего из трёх слагаемых: энергии обменного и ДМ-взаимодействия, а также зеемановского вклада. Для оценки устойчивости магнитного скирмиона в анизотропной среде модельный гамильтониан дополняется энергией кубической и одноосной анизотропии (18). Визуализация классической спиновой модели, полученная нами в программной среде Maple, демонстрирует поведение рассматриваемой системы (рисунок 6) при следующих параметрах: $J = 1, D = 0,15, L_D = 41,89a, K_c = K_u = 0,01$. Моделируемая область содержит $25 \times 25 \times 3$ спинов.

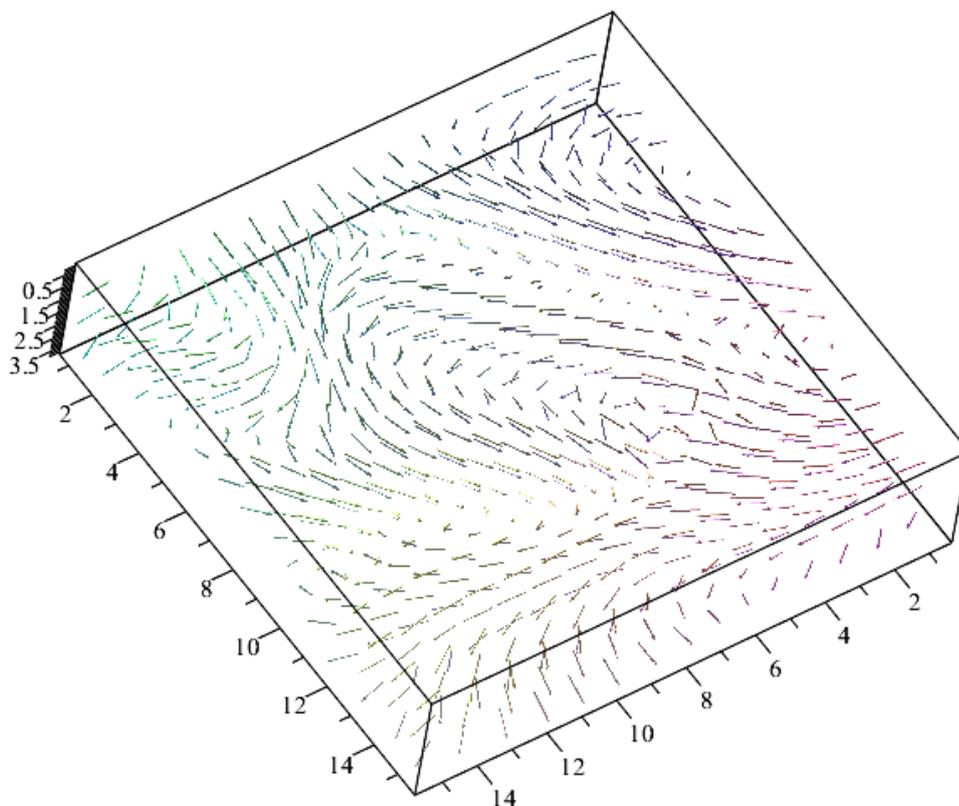


Рисунок 6. Визуализация классической спиновой модели для слоя магнетика с циклическими граничными условиями.

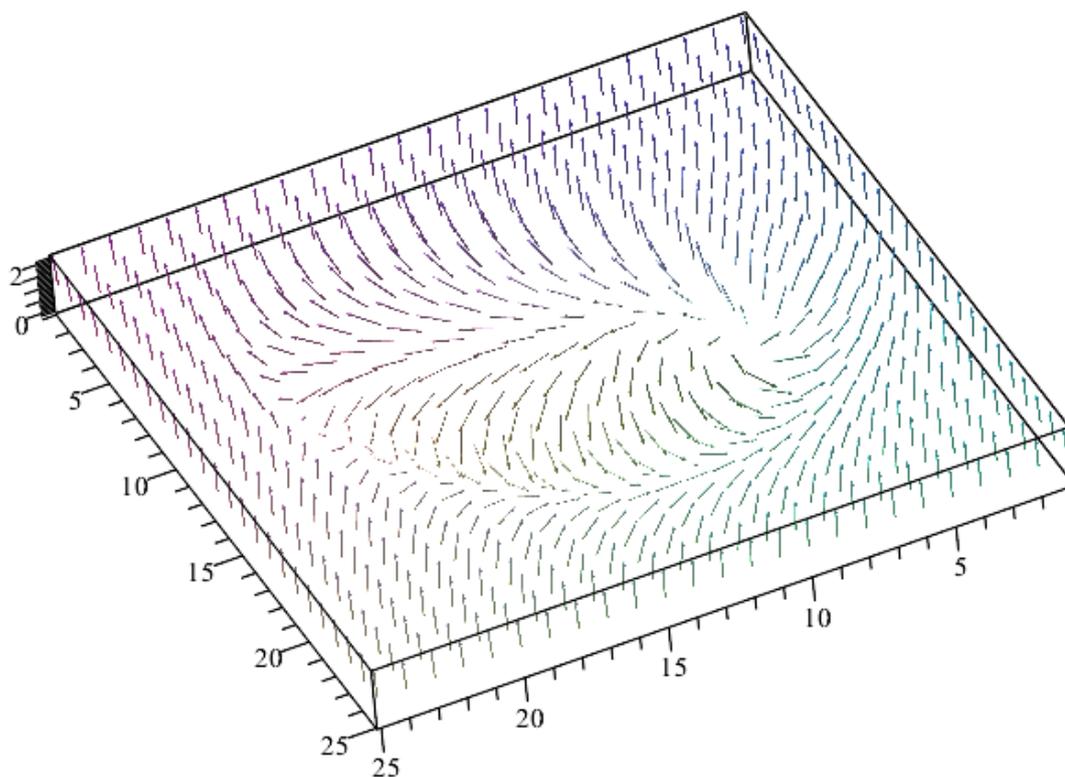


Рисунок 7. Визуализация скирмиона в магнитном поле в плоскости границы.

Для лучшего понимания физической природы магнитных скирмионов и поплавок, а также возможностей их применения в спинтронике, полезно рассмотреть данные объекты в изолированном виде. Теоретически их основные свойства были исследованы в работах [15, 26, 27]. Так, в широком диапазоне внешних полей и температур изолированные скирмионы конденсируются в гексагональные решётки [26, 28, 29] или другие типы двумерных модулированных состояний [30, 31, 33]. Результаты, полученные в работах [18-20], свидетельствуют об осевой симметрии и гомокиральности индуцированных скирмионов. Наблюдаемые экспериментально свойства скирмионных решёток хорошо согласуются с данными, полученными теоретически.

Существует несколько видов скирмионов, отличающихся распределением намагниченности по отношению к их радиальному направлению. Компьютерное моделирование позволяет нам визуализировать различные типы осесимметричных локализованных структур (рисунок 7-9).

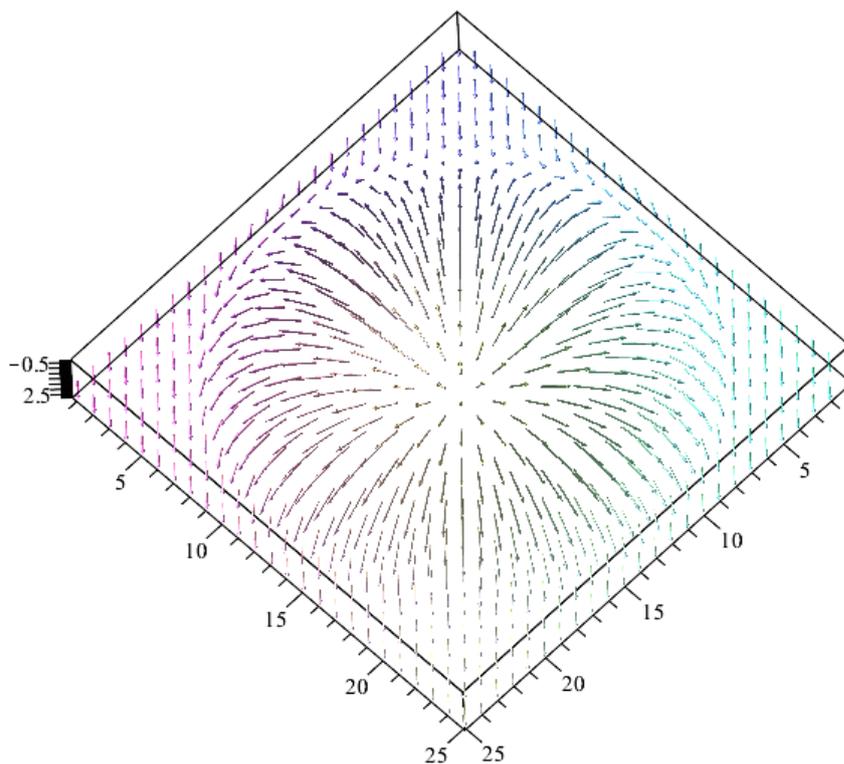


Рисунок 8. Сकिрмион Нееля, возникающий в одноосных ферромагнетиках с C_{nv} симметрией [25].
Магнитные моменты выстраиваются вдоль радиального направления.

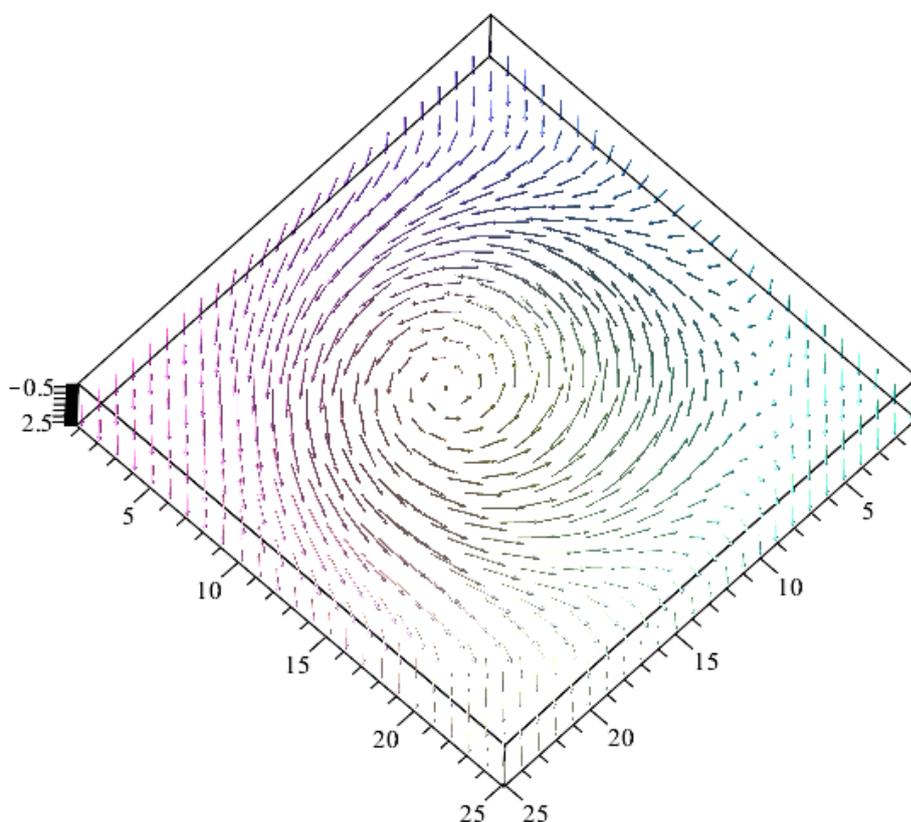


Рисунок 9. Скирмион Блоха, возникающий в кубических гелимагнетиках и ферромагнетиках с D_n симметрией. Магнитные моменты располагаются перпендикулярно радиальному направлению.

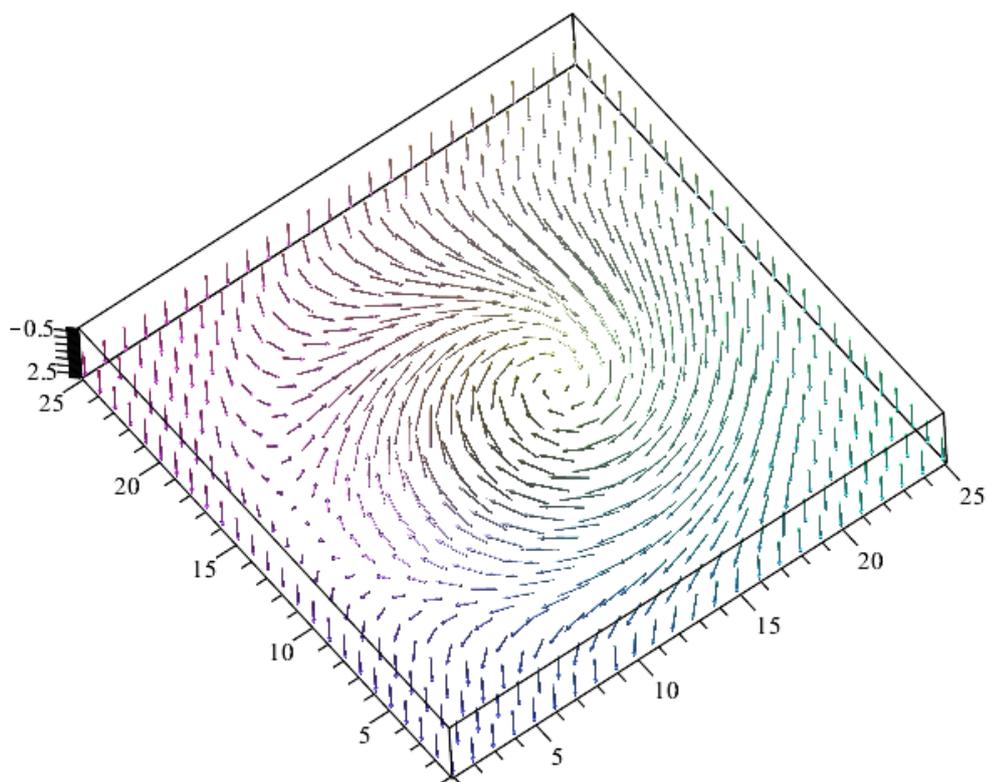


Рисунок 10. Киральный скирмион, образующийся в нецентросимметричных магнитных материалах со структурой $B20$.

Как отмечалось ранее, помимо киральных скирмионов, образующихся в объёме магнетиков с нарушенной инверсионной симметрией, на поверхности таких соединений могут возникать новые частицеподобные состояния – киральные поправки (рисунок 10). Эти трёхмерные объекты также представляют интерес для изучения, поскольку обладают большей энергоэффективностью и компактностью по сравнению с двумерными структурами.

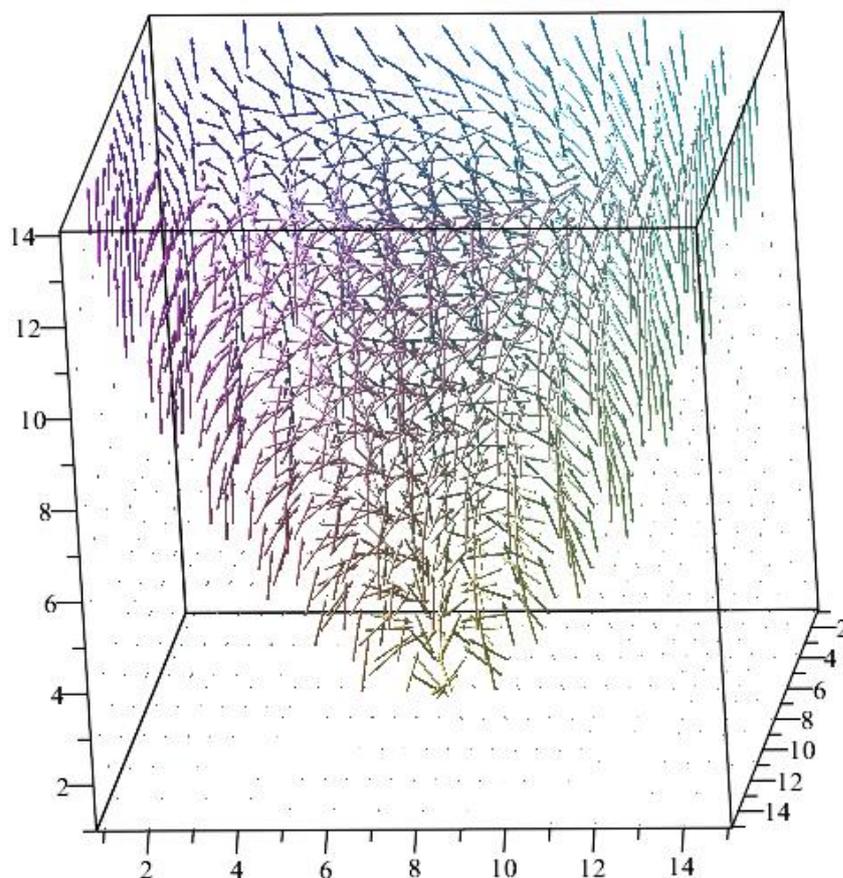


Рисунок 11. Киральный поплавок – частицеподобное состояние, характеризующееся плавным распределением намагниченности и наличием сингулярности, называемой киральной точкой Блоха.

Рассмотренные нами спиновые структуры, благодаря своим транспортным свойствам и наноразмерам, могут быть использованы в области информационных технологий при создании спинтронных логических элементов и устройств хранения данных. Одним из таких примеров является сверхпроводящий спиновый клапан, который основан на базе гетероструктур сверхпроводник-ферромагнетик. Подробное описание реализации данного устройства можно найти в работах [34, 35].

2.2 Метод вычисления критической температуры FS-системы

На основании эффекта близости, возникающего в FS-гетероструктурах, можно получить оценку для критической температуры S-слоя при изменении намагниченности в F-слое.

Уравнение Узаделя в ферромагнитном слое при произвольно вращающейся в пространстве намагниченности имеет вид [3]

$$\frac{D_f}{2} \nabla^2 \hat{F}(\mathbf{r}, \omega) - |\omega| \hat{F}(\mathbf{r}, \omega) - \frac{i}{2} \operatorname{sgn} \omega \{(\mathbf{I}, \hat{\sigma}), \hat{F}(\mathbf{r}, \omega)\} = 0, \quad (19)$$

$$(\mathbf{I}, \hat{\sigma}) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) e^{-i(\varphi)} \\ \sin(\theta) e^{i(\varphi)} & -\cos(\theta) \end{pmatrix}, \quad (20)$$

где D_f - коэффициент диффузии в ферромагнитном слое, \mathbf{I} - эффективное обменное поле, ω - мацубаровская частота, θ, φ определяют направление намагниченности. Используя преобразование

$$\hat{F}(\mathbf{r}, \omega) = \hat{U}^{-1} \tilde{F}(\mathbf{r}, \omega) \hat{U}, \quad (21)$$

где

$$\hat{U} = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) e^{i\xi} & \sin(\theta/2) e^{i(\xi-\varphi)} \\ -\sin(\theta/2) e^{-i(\xi-\varphi)} & \cos(\theta/2) e^{-i\xi} \end{pmatrix}, \quad (22)$$

уравнение (19) можно привести к виду

$$\frac{D_f}{2} \mathcal{D}^2 \tilde{F}(\mathbf{r}, \omega) - |\omega| \tilde{F}(\mathbf{r}, \omega) - \frac{iI}{2} \operatorname{sgn} \omega \{\tilde{F}(\mathbf{r}, \omega), \hat{\sigma}_3\} = 0 \quad (23)$$

для произвольной зависимости направления намагниченности от координат.

Удлиненная производная для функций Узаделя имеет вид $\mathcal{D} \hat{f} = \nabla \hat{f} + [\hat{\mathbf{A}}, \hat{f}]$, $\hat{\mathbf{A}} = \hat{U} \nabla \hat{U}^{-1}$.

Рассмотрим граничные условия для S/F системы.

$$\frac{4D_s}{v_s \sigma_s} (\nabla \tilde{F}_s, \mathbf{n}) = \frac{4D_f}{v_f \sigma_f} (\mathcal{D} \tilde{F}_f, \mathbf{n}) = \tilde{F}_f - \tilde{F}_s, \quad (24)$$

где $v_{s(f)}$ - скорости Ферми, $\sigma_{s(f)}$ - параметры прозрачности границы со стороны S и F слоя соответственно. Нормаль в данном случае направлена из S в F слой. На свободной границе ферромагнетика и сверхпроводника

$$(\nabla \tilde{F}_s, \mathbf{n}) = 0, (\mathcal{D} \tilde{F}_f, \mathbf{n}) = 0. \quad (25)$$

В краевую задачу также входит уравнение в сверхпроводящем слое

$$\frac{D_s}{2} \nabla^2 \tilde{F}(\mathbf{r}, \omega) - |\omega| \tilde{F}(\mathbf{r}, \omega) = -\Delta_s \hat{1} \quad (26)$$

и уравнение самосогласования

$$\Delta_s \ln \left(\frac{T_c}{T_{cs}} \right) = \pi T_c \sum_{\omega > 0}^{\omega_D} \text{Sp} \left(\tilde{F}(x, \omega) - \frac{\Delta_s}{\omega} \right), \quad (27)$$

где T_{cs} – критическая температура уединённого сверхпроводника.

Теперь возможно решить краевую задачу и посчитать T_c при различных ориентациях геликоидальной намагниченности. Для примера приведём результаты расчётов критической температуры S/F системы, где ферромагнетик находится в геликоидальной фазе (рисунок 12). Эффект близости в таких системах рассматривался в работах [3,35]. Наши результаты согласуются с результатами этих работ.

Сформулированная самосогласованная краевая задача очень сложна в случае, когда трансляционной инвариантности в плоскости границы не возникает даже в преобразованной форме (23). В данной работе мы попытаемся применить достаточно грубое, но при этом довольно универсальное приближение для работы со сложной конфигурацией намагниченности.

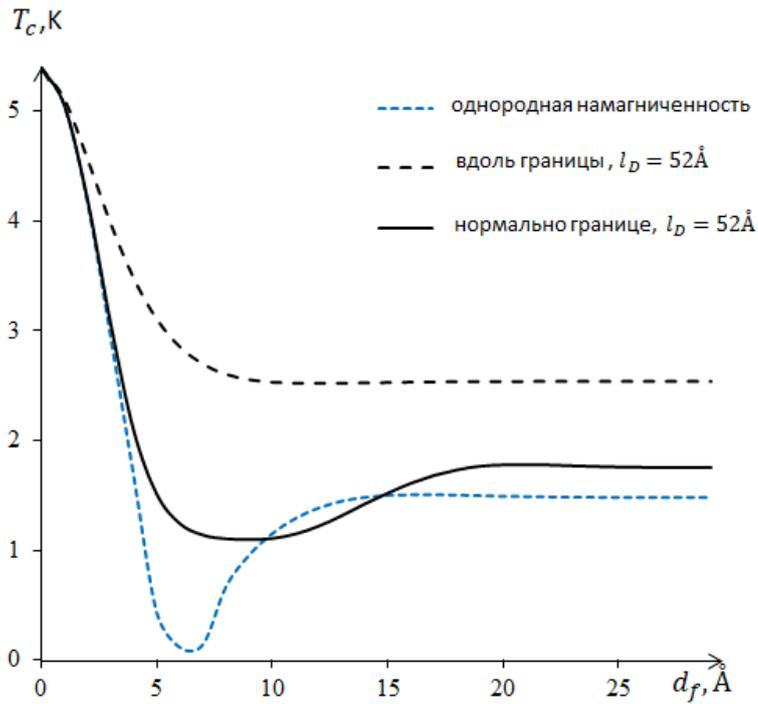


Рисунок 12. Зависимость критической температуры T_c S/F контакта от толщины d_f ферромагнитного слоя для некоторых геометрий геликоидальной намагниченности. В качестве сверхпроводника используется ванадий толщиной $d_s = 170 \text{ \AA}$, в качестве ферромагнетика - железо. Некоторые параметры системы, взятые из работы [32]: $d_s = 170 \text{ \AA}$, $l_s = 120 \text{ \AA}$, $\xi_s = 125 \text{ \AA}$, $2l\tau_f = 1,2$, $\sigma_s = 1,6$, $n_{sf} = 3,7$.

Для оценки критической температуры вблизи магнитных неоднородностей, таких как скирмион, киральный поплавок или доменная стенка нам необходимо несколько приближений. Преобразование (20) позволяет заключить информацию об изменении фазы и модуля функции Узаделя, обусловленную неоднородностями направления намагниченности, в значение $\hat{\mathbf{A}}$. Однако выражение (23) содержит дивергенцию $\hat{\mathbf{A}}$, существенно отличающуюся от нуля в малой доле объёма, например на границе доменной стенки. Конфигурацию намагниченности формирует конкуренция обменного и ДМ-взаимодействия, и угол между соседними спинами в основном определяется соотношением констант этих взаимодействий. Поэтому дивергенцией эффективного поля можно пренебречь. Обобщение приближения постоянного в пределах слоя сверхпроводящего параметра порядка (ПП) [6, 7] позволяет предположить, что ПП в плоскости границы

меняется на масштабах не меньше длины когерентности в сверхпроводнике ξ_s . Тогда в силу уравнения самосогласования и граничных условий функция Узаделя в ферромагнитном слое меняется по модулю в плоскости границы столь же медленно. В уравнении (23) можно пренебречь производными от функции Узаделя в плоскости как величинами порядка $1/\xi_s$. При этом особенность данного приближения заключается в том, что изменение фазы в плоскости границы учитывается за счёт локального унитарного преобразования (21).

Обратимся к величине $\hat{\mathbf{A}}$:

$$\hat{\mathbf{A}} = -\frac{i}{2}(\sin(2\xi - \varphi)\sigma_1 + \cos(2\xi - \varphi)\sigma_2)\nabla\theta + i\sigma_3\left(\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)^2\nabla\varphi - \nabla\xi\right) + \frac{i\sin\theta}{2}(\cos(2\xi - \varphi)\sigma_1 + \sin(2\xi - \varphi)\sigma_2)\nabla\varphi, \quad (28)$$

В силу произвольности калибровочной функции $\xi(\mathbf{r})$ выражение (28) можно упростить, потребовав равенства нулю второго слагаемого. В силу указанного выше приближения краевая задача решается для каждой точки в плоскости границы независимо. Угол θ меняется вдоль направления, перпендикулярного границе, только в случае кирального поплавка. Однако даже в этом случае θ меняется достаточно слабо на масштабах затухания парной амплитуды в глубине ферромагнетика. По этой причине можно использовать значение угла θ на границе, а ξ выбрать из соображений удобства вычислений. После этого выражение для $\hat{\mathbf{A}}$ принимает вид

$$\hat{\mathbf{A}} = -\frac{i}{2}\sigma_1\nabla\theta + \frac{i\sin\theta}{2}\sigma_2\nabla\varphi \quad (29)$$

В рамках приближения постоянного в пределах слоя ПП проводится усреднение функции Узаделя по толщине сверхпроводящего слоя. В плоскости границы для оценки критической температуры мы применяем скользящее среднее для функции Узаделя в сверхпроводнике на масштабе ξ_s .

2.3 Результаты исследования критической температуры FS-системы

Описанный выше способ нахождения критической температуры рассматриваемой системы позволяет сделать вывод о влиянии на неё размеров спиновой структуры. В случае, когда радиус скирмиона меньше или равен длине когерентности $R \leq \xi$, наблюдается быстрый спад критической температуры с увеличением расстояния от узла решётки до центра скирмиона (рисунок 13). Если масштаб напротив больше либо равен длине когерентности $R \geq \xi$, то влияние на критическую температуру заметно ослабевает.

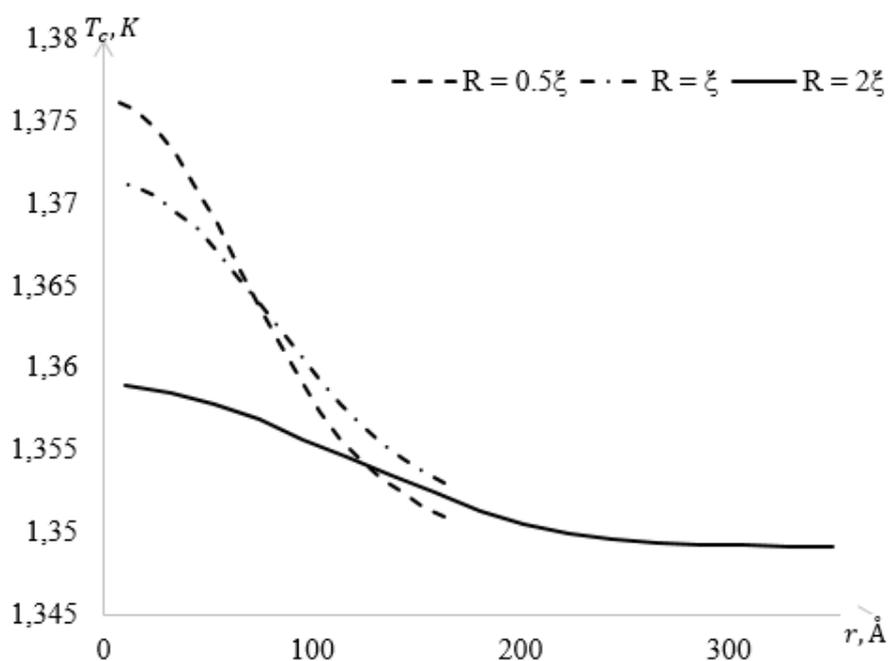


Рисунок 13. Зависимость локальной критической температуры T_c от расстояния r от узла решётки до центра скирмиона. Параметры системы: $\xi = 80 \text{Å}$, $T_{cS} = 5,4 \text{ K}$, $\sigma_s = 4$, $l_s = 80 \text{Å}$, $d_s = 105 \text{Å}$, $a_f = 6,8 \text{Å}$, $n_{sf} = 3,7$, $h = 500 \text{ K}$.

Как правило, влияние на критическую температуру достаточно невелико (для контакта с ванадием $\sim 0.1 \text{ K}$), однако при подборе толщины сверхпроводящего слоя в узком диапазоне параметров можно добиться существенно большего различия критической температуры между системой с магнитной неоднородностью и в её отсутствии вплоть до величин порядка $0,5 - 1 \text{ K}$.

При различных значениях параметров системы скирмион и киральный поплавок равного размера оказывают различное влияние на критическую температуру (рисунок 14). Это объясняется тем, что в некотором диапазоне параметров наличие магнитных неоднородностей перпендикулярно границе способствует небольшому понижению критической температуры.

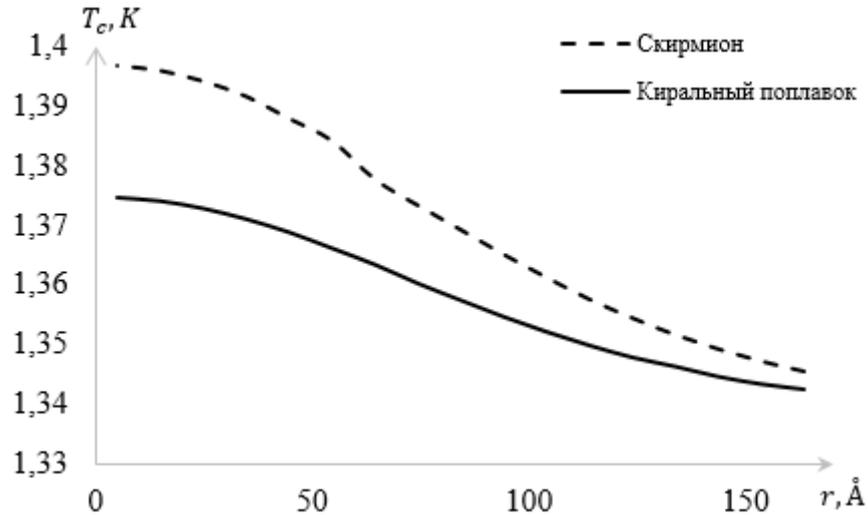


Рисунок 14. Зависимость локальной критической температуры T_c от расстояния r от узла решётки до центра скирмиона. Параметры системы: $T_{cs} = 5,4$ К, $\sigma_s = 4$, $\xi = 80$ Å, $l_s = 50$ Å, $d_s = 155$ Å, $a_f = 6,8$ Å, $n_{sf} = 3.7$, $h = 500$ К.

Экспериментальные исследования изолированных киральных скирмионов приведены в работе [25] на примере двуслойной системы PdFe/Ir с одноосной анизотропией типа «лёгкая ось», обеспечивающей устойчивость возникающих в плёнке киральных модуляций неелевского типа (см. рисунок 15). Мы рассмотрим гипотетический контакт V/FePd/Ir. Отметим, что в работе [32] была подробно изучена гетероструктура V/Fe. Используемые в нашей работе приближения позволяют сопоставить теоретические и экспериментальные результаты. Для этого используем параметры, частично взятые из работы [32], а также из сравнения используемого нами варианта теории эффекта близости с экспериментом [37]. Параметры подгонки практически не отличаются от найденных Л.Р. Тагировым в работе [32]. Таким образом, для описания гипотетической системы V/FePd/Ir у нас есть

все необходимые параметры, что позволяет рассчитать критическую температуру при заданной толщине сверхпроводящего слоя (рисунок 16).

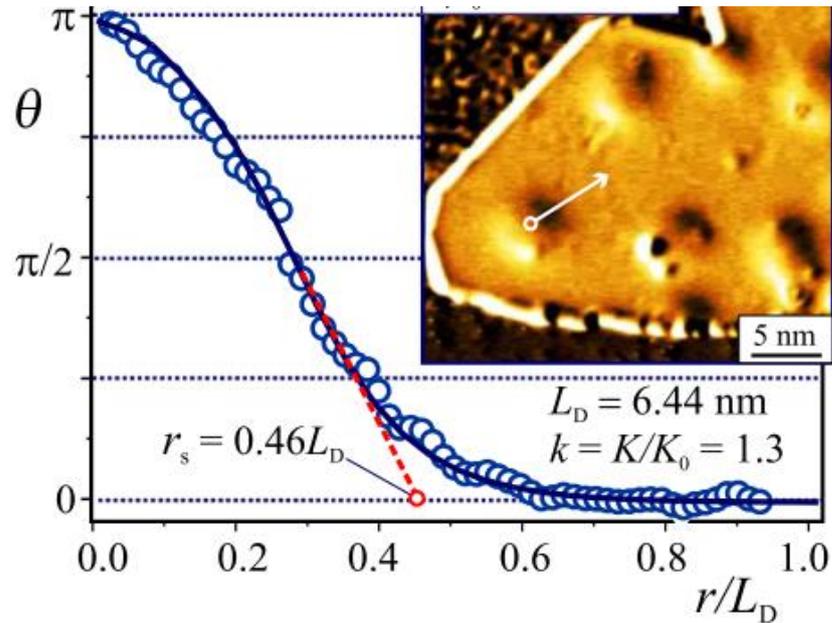


Рисунок 15. Профиль намагниченности $q(r)$ для изолированного скирмиона (круги). Параметры плёнки PdFe/Ir при $T = 4,2$ К: $L_D = 6,44$ нм, $\mu_0 H_D = 3,46$ Т, $K_0 = 1,9 \times 10^6$ Дж/м³, $K_d = \mu_0 M^2 / 2 = 0,76 \times 10^6$ Дж/м³. Рисунок взят из работы [25].

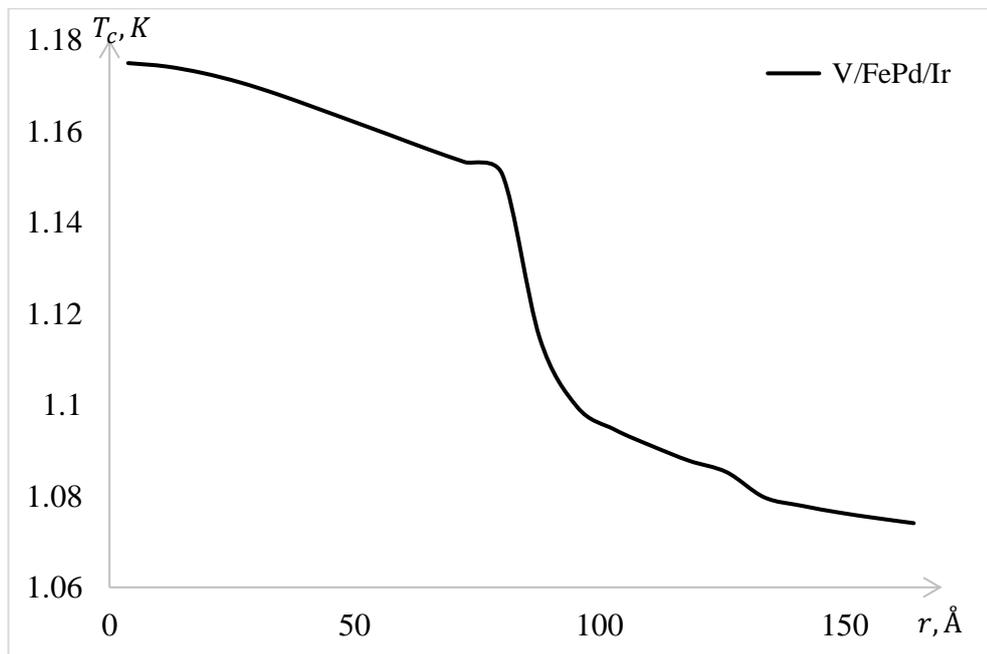


Рисунок 16. Зависимость локальной критической температуры T_c от расстояния r от узла решётки до центра скирмиона для гипотетической системы V/FePd/Ir. Параметры системы: $T_{CS} = 5,4$ К, $\sigma_s = 4$, $\xi = 80$ Å, $l_s = 50$ Å, $d_s = 165$ Å, $a_f = 6,8$ Å, $n_{sf} = 3,7$, $h = 500$ К.

Согласно нашим расчётам для такого маленького скирмиона можно ожидать существенного повышения локальной критической температуры при

удачном подборе толщины сверхпроводящего слоя. Для практической реализации вместо ванадия возможно будет удобнее использовать другой сверхпроводник с высоким критическим полем (~ 35 Т), например, галлид ванадия V_3Ga .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были рассмотрены гетероструктуры сверхпроводник-киральнй магнетик. Представлены некоторые результаты численного моделирования магнитной подсистемы в рамках приближения классического спинового гамильтониана (16). Благодаря эффекту близости магнитные неоднородности оказывают влияние на критическую температуру сверхпроводящего перехода. Результаты численного моделирования используются для получения спиновой текстуры, которая используется в расчётах в рамках теории эффекта близости.

Основная задача, решаемая в работе, заключалась в вычислении критической температуры сверхпроводящего перехода для двуслойной системы сверхпроводник/ферромагнетик, содержащей магнитный вихрь – скирмион или киральнй поплавок. Для её решения был развит подход, связанный с переходом к удлинённой производной путём локального унитарного преобразования в пространстве спина коллективизированного электрона. Таким способом были учтены первые производные от углов, задающих направление намагниченности, по координатам.

В рамках данного подхода рассчитана локальная критическая температура как функция расстояния от центра магнитного вихря, в том числе и для экспериментальной спиновой текстуры. На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

- влияние на локальную критическую температуру T_c преимущественно определяется соотношением между радиусом скирмиона R и сверхпроводящей длиной когерентности ξ ;
- в случае, когда $R \leq \xi$ критическая температура быстро падает с увеличением расстояния r от узла решётки до центра скирмиона. При этом дальнейшее уменьшение размера скирмиона влияет на изученный эффект незначительно;

- если $R > \xi$, то влияние на локальную критическую температуру имеет заметно менее выраженный характер. При $R \gg \xi$ эффект практически исчезает;
- в большинстве случаев эффект повышения локальной критической температуры вблизи вихря достаточно слабый. Например, для рассмотренной нами гипотетической системы V/FePd/Ir, для которой температура уединённого сверхпроводника $T_{CS} = 5,4$ К, он составляет всего 2% или 0,1 К. Однако в специально приготовленных системах можно добиться большей величины этого эффекта.

В настоящее время активным полем для исследований является применение спиновых структур в области микроэлектроники, где они могут использоваться в качестве запоминающих устройств нового поколения. Существенное влияние наноразмерных магнитных вихрей на критическую температуру в сочетании с высокой подвижностью позволяют применять их в сверхпроводящих спиновых клапанах. Таким образом, рассматриваемая задача является актуальной и практически значимой.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Konschelle, F. Magnetic Moment Manipulation by a Josephson Current / F. Konschelle, A. Buzdin // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – Vol. 102. – № 1. – P. 017001.
2. Mironov, S. Spontaneous currents in superconducting systems with strong spin-orbit coupling / S. Mironov, A. Buzdin // *Phys. Rev. Lett.* – 2017. – Vol. 118. – P. 077001.
3. Fominov, Y. V. Josephson effect due to the long-range odd-frequency triplet superconductivity in SFS junctions with Neel domain walls / Y. V. Fominov, A. F. Volkov, K. B. Efetov // *Phys. Rev. B.* – 2007. – Vol. 75. – P. 104509.
4. Silaev, M. A. Anomalous current in diffusive ferromagnetic Josephson junctions / M. A. Silaev, I. V. Tokatly, F. S. Bergeret // *Phys. Rev. B.* – 2017. – Vol. 95. – P. 184508.
5. Bergeret, F.S. Theory of diffusive φ_0 Josephson junctions in the presence of spin-orbit coupling / F. S. Bergeret, I. V. Tokatly // *EPL.* – 2015. – Vol. 110. – P. 57005.
6. Авдеев, М. В. Переключатели тока на основе ассиметричных наноструктур ферромагнетик-сверхпроводник с учётом триплетного канала во внешнем магнитном поле / М. В. Авдеев, Ю. Н. Прошин // *ЖЭТФ.* – 2013. – Т. 144. – № 6. – С. 1251 – 1259.
7. Borisova, O. N. Controllable josephson $0-\pi$ junction based on a four-layer ferromagnetic-superconductor system (FSFS) // O. N. Borisova, V. A. Tumanov, Yu. N. Proshin // *Physics of Metals and Metallography.* – 2020. – Vol. 121. – № 5. – P. 434 – 438.
8. Buzdin, A. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures / A. Buzdin // *Rev. Mod. Phys.* – 2005. – Vol. 77. – № 3. – P. 935 – 976.

9. Гареева, З. В. Динамика магнитных скирмионов в наноточках / З. В. Гареева, К. Ю. Гуслиенко // ФТТ. – 2018. – Т. 60. – № 6. – С. 1136 – 1141.
10. Изюмов, Ю. А. Конкуренция сверхпроводимости и магнетизма в гетероструктурах ферромагнетик/сверхпроводник / Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Прошин, М. Г. Хусаинов // УФН. – 2002. – Т. 172. – № 2. – С. 113 – 154.
11. Buzdin, A. Transition temperature of a superconductor-ferromagnet superlattice / A. Buzdin, M. Y. Kuprianov // Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. – 1990. – Vol. 52. – P. 1089 – 1091.
12. Oscillations of the critical temperature in superconducting Nb/Ni bilayers / A. S. Sidorenko, V. I. Zdravkov, A. A. Prepelitsa [et al.]. // Ann. Phys. – 2003. – Vol. 12. – P. 37 – 50.
13. Bogdanov, A. N. Thermodynamically stable vortices in magnetically ordered crystals. The mixed state of magnets / A. N. Bogdanov, D. A. Yablonskii // Zh. Eksp. Teor. Fiz. – 1989. – Vol. 95. – P. 178 – 182.
14. Borisov, A. B. Localized structures in magnetic systems without the center of inversion / A. B. Borisov // Physics – Uspekhi. – 2020. – Vol. 63. – № 3. – P. 269 – 288.
15. Bogdanov, A. N. The stability of vortex-like structures in uniaxial ferromagnets / A. N. Bogdanov, A. Hubert // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – Vol. 195. – № 1. – P. 182 – 192.
16. Butenko, A. B. Stabilization of skyrmion textures by uniaxial distortions in noncentrosymmetric cubic helimagnets / A. B. Butenko, A. A. Leonov, U. K. Röbber, A. N. Bogdanov // Phys. Rev. B. – 2010. – Vol. 82. – P. 052403.
17. Wilson, M. N. Extended elliptic skyrmion gratings in epitaxial MnSi thin films / M. N. Wilson, E. A. Karhu, A. S. Quigley [et al.]. // Phys. Rev. B. – 2012. – Vol. 86. – P. 144420.

18. Real-Space Observation of a Two-Dimensional Skyrmion Crystal / X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park [et al.]. // *Nature*. – 2010. – Vol. 465. – P. 901 – 904.
19. Seki, S. Observation of Skyrmions in a Multiferroic Material / S. Seki, X. Z. Yu, S. Ishiwata, Y. Tokura // *Science*. – 2012. – Vol. 336. – P. 198 – 201.
20. Near room-temperature formation of a skyrmion crystal in thin-films of the helimagnet FeGe / X. Z. Yu, N. Kanazawa, Y. Onose, K. Kimoto [et al.]. // *Nat. Mat.* – 2011. – Vol. 10. – P. 106 – 109.
21. A new class of chiral materials hosting magnetic skyrmions beyond room temperature / Y. Tokunaga, X. Z. Yu, J. S. White, H. M. Ronnow [et al.]. // *Nat. Commun.* – 2015. – Vol. 6. – P. 7638.
22. Rybakov, F. N. Three-dimensional skyrmion states in thin films of cubic helimagnets / F. N. Rybakov, A. B. Borisov, A. N. Bogdanov // *Phys. Rev. B*. – 2013. – Vol. 87. – № 9. – P. 094424.
23. Rybakov, F. N. New Type of Stable Particlelike States in Chiral Magnets / F. N. Rybakov, A. B. Borisov, S. Blügel, N. S. Kiselev // *Phys. Rev. Lett.* – 2015. – Vol. 115. – P. 117201.
24. Rybakov, F. N. New spiral state and skyrmion lattice in 3D model of chiral magnets / F. N. Rybakov, A. B. Borisov, S. Blügel, N. S. Kiselev // *New J. Phys.* – 2016. – Vol. 18. – P. 045002.
25. The properties of isolated chiral skyrmions in thin magnetic films / A. O. Leonov, T. L. Monchesky, N. Romming, A. Kubetzka [et al.]. // *New J. Phys.* – 2016. – Vol. 18. – P. 065003.
26. Bogdanov, A. N. Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals / A. N. Bogdanov, A. Hubert // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1994. – Vol. 138. – № 3. – P. 255 – 269.
27. Bogdanov, A. N. The Properties of Isolated Magnetic Vortices / A. N. Bogdanov, A. Hubert // *Phys. Stat. Sol. (b)*. – 1994. – Vol. 186. – № 2. – P. 527 – 543.

28. Precursor phenomena at the magnetic ordering of the cubic helimagnet FeGe / H. Wilhelm, M. Baenitz, M. Schmidt, U. K. Rößler [et al.]. // *Phys. Rev. Lett.* – 2011. – Vol. 107. – № 12. – P. 127203.
29. Wilson, M. N. Chiral skyrmions in cubic helimagnet films: The role of uniaxial anisotropy / M. N. Wilson, A. B. Butenko, A. N. Bogdanov, T. L. Monchesky // *Phys. Rev. B.* – 2014. – Vol. 89. – № 9. – P. 094411.
30. Confinement of chiral magnetic modulations in the precursor region of FeGe / H. Wilhelm, M. Baenitz, M. Schmidt, C. Naylor [et al.]. // *J. Phys.: Condens. Matt.* – 2012. – Vol. 24. – № 29. – P. 294204.
31. Degeneracies and fluctuations of Neel skyrmions in confined geometries / R. Keesman, A. O. Leonov, S. Buhandt, G. T. Barkema [et al.]. // *Phys. Rev. B.* – 2015. – Vol. 92. – № 13. – P. 134405.
32. Re-entrant superconductivity in the superconductor/ferromagnet V/Fe layered system / I. A. Garifullin, D. A. Tikhonov, N. N. Garif'yanov, L. Lazar [et al.]. // *Phys. Rev. B.* – 2002. – Vol. 66. – P. 020505.
33. Writing and Deleting Single Magnetic Skyrmions / N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel, J. E. Bickel [et al.]. // *Science.* – 2013. – Vol. 341. – № 6146. – P. 1240573.
34. Magnonic control of the superconducting spin valve by magnetization reorientation in a helimagnet / N. A. Gusev, D. I. Dgheparov, N. G. Pugach, V. I. Belotelov // *Appl. Phys. Lett.* – 2021. – Vol. 118. – P. 232601.
35. Superconducting spin valves controlled by spiral re-orientation in B20-family magnets / N. G. Pugach, M. Safonchik, T. Champel, M. E. Zhitomirsky [et al.]. // *Appl. Phys. Lett.* – 2017. – Vol. 111. – № 16. – P. 162601.
36. Tumanov, V. A. The Effect of Planar Magnetic Inhomogeneities on the Critical Temperature of Ferromagnet/Superconductor Systems / V. A. Tumanov, Y. N. Proshin // *Journal of Low Temperature Physics.* – 2016. – Vol. 185. – № 5 – 6. – P.460 – 467.

37. Туманов, В.А. Осцилляции критической температуры в гетероструктуре (Fe/Cr/Fe)/V/Fe / В. А. Туманов, Ю. В. Горюнов, Ю. Н. Прошин // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2018. – Т. 107. – № 7. – С. 449 – 454.