

На правах рукописи



Синицын Владимир Евгеньевич

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СВОЙСТВ  
КИРАЛЬНЫХ ГЕЛИМАГНЕТИКОВ ВО  
ВНЕШНИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ**

Специальность 01.04.11 – физика магнитных явлений

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Екатеринбург – 2014

Работа выполнена на кафедре теоретической физики Института естественных наук ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина».

**Научный руководитель:** доктор физико-математических наук, доцент, Овчинников Александр Сергеевич

**Официальные оппоненты:**

Ирхин Валентин Юрьевич, доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, ФГБУН Институт физики металлов УрО РАН, заведующий лабораторией квантовой теории конденсированного состояния

Прудников Павел Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор, ФГБОУ ВПО «Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского», профессор кафедры теоретической физики

**Ведущая организация:** ФГБОУ ВПО «Башкирский государственный университет»

Защита состоится «19» июня 2014 г. в 13.00 часов на заседании диссертационного совета Д 212.285.24 на базе ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», по адресу: 620000, г. Екатеринбург, пр. Ленина, 51, зал заседаний диссертационных советов, комн. 248

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», <http://dissovet.science.urfu.ru/news2/>

Автореферат разослан «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2014 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета,

доктор физико-математических наук, доцент

Овчинников А. С.

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы исследования.** В последние годы наблюдается устойчивый интерес к киральным магнитным системам, в которых антисимметричный обмен Дзялошинского-Мория (ДМ) приводит к появлению геликоидального магнитного порядка с фиксированным направлением вращения моментов (киральностью). Этот интерес вызван, в основном, возможностью наблюдения стабильных магнитных топологических структур в этих системах. Последние могут быть представлены либо как вихревые структуры (так называемые скирмионы), либо как спиральный гелимагнитный порядок, деформируемый внешним магнитным полем в состояние так называемой магнитной солитонной решетки (СР). Порядок первого типа был обнаружен в соединениях  $\text{MnSi}$  [1],  $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$  и  $\text{Co}_2\text{OSeO}_3$  [2], СР найдена в соединении  $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$  методом лоренцевской микроскопии [3].

Другой аспект исследований киральных гелимагнетиков (КГ) связан с использованием нетривиальных магнитных структур в современных устройствах спинтроники [4]. Предшествующие теоретические исследования показали, что СР обладает разнообразием интересных свойств, которые открывают новые перспективы в наномagnetизме и приложениях спинтроники. В частности, в работе [5] было показано, что с помощью движения СР можно осуществить транспорт магнетонной плотности на макроскопически большие расстояния (бездиссипативный спиновый ток). Очевидно, что запуск трансляционного движения с помощью внешнего магнитного поля представляется крайне важной проблемой.

Преобразование энергии подсистемы локальных моментов в энергию свободных носителей связано с генерацией спин-движущей силы (СДС). Генерация СДС в КГ с помощью внешнего магнитного поля является актуальной проблемой, связанной с разработкой спиновых батарей.

Практическая реализация устройств технологий хранения информации требует существенного понимания физических процессов систем конечных размеров. В настоящее время ведутся активные исследования динамики скирмионов для ко-

нечномерных систем [6]. К конечномерным эффектам относятся и обнаруженные недавно скачки намагниченности в тонких пленках  $\text{MnSi}$ , интерпретируемые как дискретное раскручивание геликоидального магнитного порядка внешним магнитным полем [7]. Развитие соответствующей теории для ситуаций, применимых к реальному соединению  $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ , является актуальной и востребованной задачей.

**Степень разработанности темы.** В современной научной литературе накоплен достаточно большой объем как теоретических, так и экспериментальных работ, посвященных физическим свойствам КГ. Исследованиям фундаментальных физических свойств кубических гелимагнетиков посвящены работы Й. Ишикавы, А. Богданова, С.М. Стишова, А.Е. Петровой, С.В. Григорьева, С.В. Малеева, С.В. Демишева, В.Е. Дмитриенко, У. Ресслера, Т. Монческого, М. Учиды, А. Тономуры. Гелимагнетики с гексагональной симметрией изучались в работах Т. Миядаи, Т. Мории, Й. Тогава, Дж. Кишине. При изучении состояний СР в магнитных полях использовались работы Ю.А. Изюмова, а также исследования по управлению динамикой одиночной доменной стенки магнитными полями следующих авторов: Э. Шлёмана, Г.Е. Ходенкова, Я. Золотарюка. При рассмотрении задачи о генерации СДС в КГ использовались работы Г.Е. Воловика, С. Барнса, С. Маекавы, Р. Дуина, Дж. Охэ, А. Макдональда. При разработке теории эффекта квантования периода СР использовались результаты экспериментальных исследований Й. Токавы и Т. Монческого, теоретических исследований И.Е. Дзялошинского и А.Н. Богданова.

**Цель и задачи работы.** Актуальность изложенных выше проблем определяет основную цель диссертационной работы – теоретическое исследование функциональных свойств КГ, важных с точки зрения спинтроники и наномagnetизма. В частности, в диссертации поставлены следующие задачи:

1. Разработка алгоритма численного решения системы уравнений, описывающих динамику киральной магнитной цепочки, создание соответствующего программного комплекса с использованием методов параллельного программирования.

2. Исследование условий возбуждения трансляционного движения СР с помощью магнитного поля в КГ.

3. Разработка теории СДС, генерируемой внешним магнитным полем в КГ.

4. Развитие теории, объясняющей возникновение скачков намагниченности в конечномерных образцах КГ.

**Научная новизна.** Научная новизна диссертации заключается в теоретическом обосновании новых процессов и явлений, возникающих в КГ под действием внешнего магнитного поля. В частности, получены следующие результаты:

1. С помощью численного решения уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ) и подхода, основанного на теории возмущений, проанализирована возможность трансляционного движения СР в КГ под действием внешнего магнитного поля. Показано, что трансляционное движение может быть обеспечено конфигурацией двух скрещенных магнитных полей, когда в дополнение к статическому полю, перпендикулярному геликоидальной оси и формирующему СР, накладывается дополнительное, зависящее от времени, импульсное поле, направленное вдоль геликоидальной оси.

2. Получены аналитические выражения для скорости поступательного движения СР, возникающего в импульсном продольном поле. Описана динамика СР, вызванная действием осциллирующего продольного магнитного поля.

3. Изучена статическая деформация СР, возникающая при наложении продольного магнитного поля, в частности, показано возникновение неоднородной конической модуляции вдоль геликоидальной оси.

4. Развита теория СДС в КГ, порождаемая динамикой локальных моментов в присутствии двух скрещенных магнитных полей. Проанализированы ситуации импульсного и осциллирующего продольного магнитного полей.

5. Показано, что импульсное поле вызывает трансляционное движение СР как целого, и обнаружено, что временная зависимость СДС отражает временную зависимость скорости поступательного движения при учете процессов гильбертова затухания.

6. Показано, что в случае осциллирующего продольного магнитного поля порождается СДС с частотой приложенного поля, которая содержит реактивную и диссипативную части.

7. Найдено, что СДС в СР оказывается пропорциональной числу кинков, что вызывает топологическое усиление СДС для отдельного кинка, составляющей величину порядка  $0.1 \mu\text{эВ}$ .

8. С помощью численного анализа состояний конечной киральной СР в магнитном поле с закрепленными граничными спинами, обнаружен эффект квантования пространственного периода СР. Дано объяснение скачков намагниченности, возникающих вследствие этого явления.

9. Представлена модификация теории Дзялошинского для описания КГ, учитывающая эффект квантования периода СР. Показано, что полученные с ее помощью кривые намагничивания обнаруживают хорошее согласие с результатами численного расчета.

**Теоретическая и практическая значимость.** Результаты, содержащиеся в диссертации, расширяют представление о физических явлениях, возникающих в гелимагнетиках с антисимметричным ДМ-обменом под действием внешних магнитных полей. Представленные исследования могут быть использованы при проведении экспериментов с целью проверки предсказаний теоретического анализа. Разработанная в диссертации теория СДС в КГ представляет интерес для создания устройств спинтроники на базе этих систем.

**Методология и методы исследования.** Численное моделирование статических деформаций и динамики магнитной СР в конфигурации двух скрещенных магнитных полей основывалось на решении ЛЛГ-уравнений с помощью метода релаксации (статика) и решения задачи Коши методом Дормана-Принса восьмого порядка (динамика). Программный комплекс разрабатывался в среде C++ с использованием технологии вычислений на графическом процессоре Nvidia CUDA. Для теоретического анализа статических и динамических решений использовалась теория возмущений, релевантная для случая малых магнитных полей. Для

вычисления СДС использовались основные соотношения динамики подвижных носителей заряда, взаимодействующих обменным  $sd$ -взаимодействием с неоднородной намагниченностью локальных моментов. При исследовании особенностей процесса намагничивания СР конечной длины использовались численные решения уравнений ЛЛГ и континуальная модель Дзялошинского, используемая для описания несоизмеримых фаз.

### **Положения, выносимые на защиту.**

1. Результаты анализа статической деформации СР, возникающей под действием продольного статического поля.

2. Результаты анализа трансляционного движения киральной гелимагнитной цепочки в различных конфигурациях внешних магнитных полей.

3. Аналитические выражения для скорости движения, возникающего под действием зависящего от времени продольного магнитного поля.

4. Результаты для СДС, порождаемой динамикой СР, вызванной внешним зависящим от времени продольным магнитным полем. Заключение о существенном усилении величины СДС, пропорциональной числу кинков, в сравнении со случаем одиночной доменной стенки.

5. Вывод о решающей роли диссипации в формировании СДС в случае продольного импульсного поля, и заключение о существовании реактивной и диссипативной составляющих в случае осциллирующего продольного поля.

6. Эффект квантования во внешнем магнитном поле периода СР конечной длины с фиксированными граничными условиями. Микроскопическая теория возникновения скачков намагниченности в киральной СР конечного размера.

**Степень достоверности и апробация результатов.** Достоверность результатов и выводов подтверждается применением различных численных и аналитических методов в решении поставленных задач и сравнением получаемых результатов. Основные результаты диссертационной работы нашли свое отражение в статьях и докладах на научных конференциях: на XXXVI Сессии по физике низких температур(НТ-36) (Санкт-Петербург, 2012), на XXXIV и XXXV Между-

народных зимних школах физиков-теоретиков "Коуровка" (Екатеринбург, 2012, 2014 гг.), Международном семинаре "Спиновая киральность и взаимодействие Дзялошинского-Мория" (Россия, Санкт-Петербург, 2013), на 12-м Азиатско-Тихоокеанском семинаре (Япония, Чиба, 2013), на семинаре лаборатории физических свойств (Bussei Seminars) Токийского университета (Япония, Токио, 2013) и на Международной школе-конференции для студентов, аспирантов и молодых ученых: "Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании" (Уфа, 2012, 2013 гг.).

## Содержание работы

**Во Введении** обоснована актуальность диссертационной работы, раскрыта степень разработанности темы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, указана методология и методы исследования. Кратко изложены выносимые на защиту научные положения. Приведены сведения о достоверности результатов и апробации работы.

**Первая глава** является обзорной. В ней коротко перечислены основные физические особенности гелимагнетиков с антисимметричным ДМ-обменом и приводятся краткие сведения о наиболее активно исследуемых магнитных соединениях из класса КГ,  $\text{MnSi}$  и  $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ . Реальным прототипом дальнейших модельных рассмотрений является соединение  $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ . Оно имеет слоистую гексагональную структуру 2H-типа  $\text{NbS}_2$ , интеркалированную атомами Cr. Первыми исследованиями  $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$  было установлено, что оно является гелимагнетиком с большим периодом спиновой модуляции вдоль с-оси и вращением спинов в перпендикулярной (ab)-плоскости. Магнитные свойства оказались аналогичными ферромагнетику легкоплоскостного типа, за исключением кривой намагничивания в (ab)-плоскости. Температура Кюри составляет 127 К. Намагниченность насыщения равна  $2.9 \mu_B$  на атом Cr. Малоугловое рассеяние нейтронов указывает на



существование геликоидальной структуры с  $Q = 0.013 \text{ \AA}^{-1}$  (период  $480 \text{ \AA}$ ).

Приведен краткий обзор современных исследований в области КГ: стабилизация скирмионной фазы в кубических гелимагнетиках, их реализация в эпитаксиальных пленках  $\text{MnSi}$ , современные экспериментальные исследования  $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ . Полученные к настоящему моменту данные для последнего соединения указывают на достаточно традиционную картину поведения в сравнении с кубическими гелимагнетиками. Магнитометрические измерения [8] показывают, что в широкой области  $(H, T)$ -фазовой диаграммы, в которой возможно образование несоизмеримой структуры, формируется СР в соответствии с предсказаниями феноменологической теории [9]. Недавние измерения малоугловой электронной дифракции и лоренцевской микроскопии, выполненные на пленках  $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$  подтверждают этот сценарий [3].

Манипуляция СР с помощью магнитного поля вызвала интерес с точки зрения возможного применения этой фазы в спинтронике [5, 10, 11] и [A2]. Среди этих проблем в первой главе значительное внимание уделяется (I) генерации бездиссипативного спинового тока в метастабильных состояниях СР, вызванной ее трансляционным движением; (II) СДС, порождаемой динамикой пространственно неоднородных магнитных структур, которые реализуются в КГ в виде скирмионов или солитонной решетки; (III) роли границ образцов конечного размера в появлении новых свойств КГ.

**Во второй главе** рассматривается проблема трансляционного движения СР в КГ в присутствии внешнего магнитного поля.

Объектом нашего исследования является одномерная модель КГ, в котором геликоидальный магнитный порядок возникает вдоль одной из кристаллографических осей, а в перпендикулярной этой оси плоскости реализуется ферромагнитный порядок как показано на Рис. 1. Модельный гамильтониан цепочки имеет вид

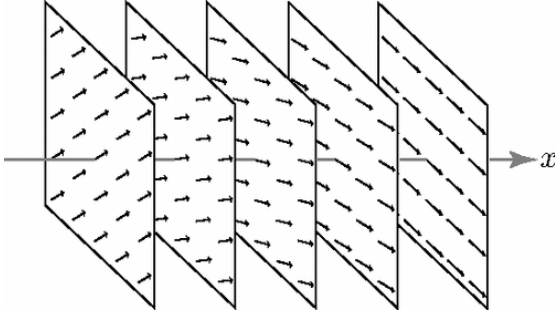


Рис. 1. 3D-модель КГ.

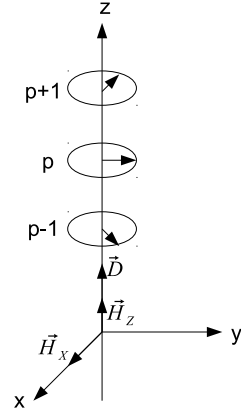


Рис. 2. Спиновая цепочка КГ в магнитных полях.

$$\hat{\mathcal{H}} = -J \sum_p \mathbf{S}_p \mathbf{S}_{p+1} + D \sum_p [\mathbf{S}_p \times \mathbf{S}_{p+1}]_z - g\mu_B H_x \sum_p S_p^x - g\mu_B H_z \sum_p S_p^z. \quad (1)$$

Здесь индекс  $p$  нумерует позиции спинов вдоль оси цепочки,  $g$  – электронный  $g$ -фактор,  $\mu_B$  – магнетон Бора. Первое слагаемое описывает симметричный обмен с интегралом  $J > 0$ , а второе – антисимметричный ДМ-обмен с константой  $D$ , последние два слагаемых соответствуют магнитным полям  $H_x$ ,  $H_z$ , направленным как показано на рис. 2.

Для углов  $(\theta_p, \varphi_p)$ , параметризующих спин  $S_p = S(\sin \theta_p \cos \varphi_p, \sin \theta_p \sin \varphi_p, \cos \theta_p)$  получаем следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений 1-го порядка

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_0 \frac{d\theta_p}{dt} = \sin \theta_{p-1} \sin(\varphi_p - \varphi_{p-1}) - \sin \theta_{p+1} \sin(\varphi_{p+1} - \varphi_p) \\ \quad + \frac{D}{J} \sin \theta_{p-1} \cos(\varphi_p - \varphi_{p-1}) - \frac{D}{J} \sin \theta_{p+1} \cos(\varphi_{p+1} - \varphi_p) + \beta_x \sin \varphi_p, \\ \tau_0 \sin \theta_p \frac{d\varphi_p}{dt} = -\sin \theta_p (\cos \theta_{p+1} + \cos \theta_{p-1}) + \cos \theta_p \sin \theta_{p-1} \cos(\varphi_p - \varphi_{p-1}) \\ \quad + \cos \theta_p \sin \theta_{p+1} \cos(\varphi_{p+1} - \varphi_p) - \frac{D}{J} \sin \theta_{p-1} \cos \theta_p \sin(\varphi_p - \varphi_{p-1}) \\ \quad - \frac{D}{J} \cos \theta_p \sin \theta_{p+1} \sin(\varphi_{p+1} - \varphi_p) + \beta_x \cos \theta_p \cos \varphi_p - \beta_z \sin \theta_p, \end{array} \right. \quad (2)$$

где определены следующие обозначения  $\beta_x = (g\mu_B H_x S)/JS^2$ ,  $\beta_z = (g\mu_B H_z S)/JS^2$ ,  $\tau_0 = (\hbar S)/JS^2$ , где  $\tau_0$  – характерное время, связанное с динамикой локальных

моментов. Для численных оценок будет использована следующая величина  $J \sim 10^2 K$ , что дает  $\tau_0 \sim 10^{-13}$  с.

В континуальном пределе в статическом случае система (2) имеет решение в виде так называемой СР  $\varphi(z) = \pi + 2\text{am}(\sqrt{\beta_x}(z - z_0)/\kappa)$ ,  $\theta = \pi/2$ , где  $\text{am}(\dots)$  – эллиптическая функция амплитуды Якоби,  $0 \leq \kappa < 1$  – эллиптический модуль, зависящий от величины внешнего магнитного поля по закону

$$E(\kappa) = \frac{\pi D}{4 J} \frac{\kappa}{\sqrt{\beta_x}}, \quad (3)$$

где  $E(\kappa)$  – полный эллиптический интеграл 2-го рода. Параметр  $z_0$  отражает инвариантность решения относительно трансляций вдоль оси  $z$ . Период СР задается выражением  $L_s = 2\kappa K(\kappa)/\sqrt{\beta_x}$ , в котором  $K(\kappa)$  – полный эллиптический интеграл 1-го рода. Период меняется от величины  $2\pi/Q_0$  ( $Q_0 = -D/J$ ) в отсутствии внешнего поперечного поля  $\beta_x = 0$ , до бесконечности в точке фазового перехода "соизмеримая – несоизмеримая фазы" при значении критического поля  $\beta_{cr} = (\pi D/4J)^2$ .

Поиск временных решений системы (2) означает, что мы имеем дело с задачей Коши, начальное условие которой определяется статической спиновой конфигурацией реализующейся при заданных полях  $\beta_x, \beta_z$ .

Простой анализ уравнений (2) в континуальном пределе показывает, что в КГ могут существовать следующие состояния: (I) однородная коническая спираль в отсутствии поперечного поля с решением  $\varphi(z) = \varphi_0 + qz$  ( $\varphi_0$  – константа) и  $\theta(z) = \arccos(\beta_z/q^2)$ , где  $q = -D/J$  – волновой вектор спирали; (II) пространственно-модулированная коническая спираль вида

$$\varphi(z) = \varphi_0 + qz - \frac{\beta_x}{q^2 \sin \theta_0} \sin qz, \quad \theta(z) = \theta_0 + \frac{\beta_x \cos \theta_0}{q^2(1 + \sin^2 \theta_0)} \cos qz, \quad \cos \theta_0 = \frac{\beta_z}{q^2}.$$

Можно сделать вывод, что продольное магнитное поле практически не меняет решения для угла  $\varphi$  в сравнении со случаем  $\beta_z = 0$ , однако, оно вызывает пространственную модуляцию конической спирали.

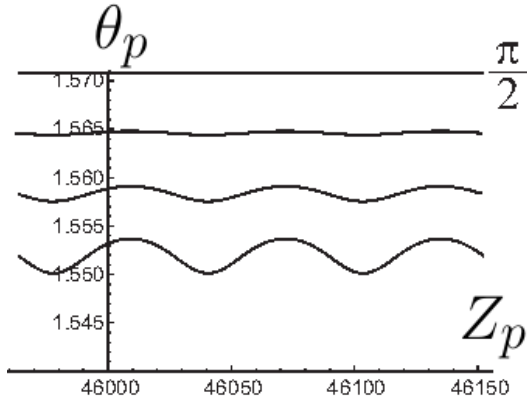


Рис. 3. Координатная зависимость  $\theta$  от координаты  $z$ . Длина цепочки  $N = 10^5$  узлов. Отношение полей  $\beta_x/\beta_{cr} = 0, 0.1, 0.2, 0.3$  (сверху вниз). Отношение полей  $\beta_z/\beta_x = 0.1$ .

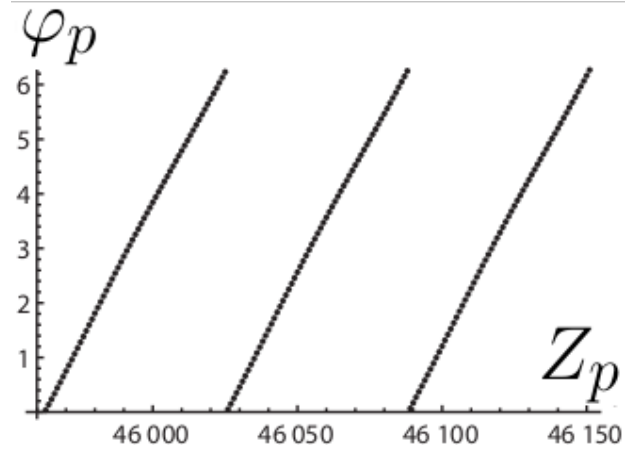


Рис. 4. Координатная зависимость  $\varphi$  по модулю  $2\pi$ . Параметры как на рис. 3.

Численное моделирование выполненное с помощью метода релаксации (итеративной процедуры) подтверждает эти результаты. В качестве стартовой конфигурации выбиралась простая спираль с  $\varphi_p = qp$  и  $\theta_p = \pi/2$ , накладывались свободные граничные условия. Значение  $|q|$  полагалось равным 0.1. Пространственное поведение  $\theta$  показано на рис. 3. Очевидно, оно подтверждает факт возникновения пространственной модуляции спирали. Рис. 4 с практически линейным поведением  $\varphi$  согласуется с утверждением о малости поправок к азимутальному углу.

Дальнейшая часть главы посвящена поиску условий, необходимых для запуска трансляционного движения СР. Отметим, что исследование этой задачи в континуальном приближении связано с решением функциональных дифференциальных уравнений опережающе-запаздывающего типа, для которых отсутствуют устойчивые численные алгоритмы, поэтому для рассмотрения был выбран дискретный вариант уравнений (2). Анализ решений в виде бегущей волны со скоростью  $v$  вида  $\varphi_{p+n}(t) = \varphi_p(t - n/v)$ ,  $\theta_{p+n}(t) = \theta_p(t - n/v)$  был выполнен для случаев (I) движущейся спирали в отсутствии магнитных полей ( $\beta_x = \beta_z = 0$ ), (II) движущейся спирали в одном продольном поле ( $\beta_x = 0$ , СР не возникает), (III) движущаяся магнитная СР в отсутствии продольного поля ( $\beta_z = 0$ ), (VI) движущаяся СР в присутствии продольного магнитного поля.

Полученные результаты показывают, что движение СР обязательно сопровождается ее деформацией, при которой спины выходят из плоскости вращения  $Oxy$  и выполняется соотношение

$$v = 2v_0 \cos \theta_0 \left( 1 - \cos q + \frac{D}{J} \sin q \right) \frac{1}{q} + \frac{\beta_z}{q} v_0 \quad (4)$$

между скоростью движения  $v$ . углом выхода из плоскости  $\Delta\theta_0 = \theta_0 - \pi/2$  и продольным магнитным полем  $\beta_z$ , где  $v_0 = 1/\tau_0$  - характерная скорость,  $v_0 \sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$  (или  $10^3 \text{ м/с}$  если считать постоянную решетки  $a \sim 10^{-10} \text{ м}$ ).

В общем случае образуется пространственно модулированная коническая структура или однородная коническая спираль, если  $\beta_x = 0$ . Также показано, что статическое продольное магнитное поле (случай  $\beta_z \neq 0$ ,  $\beta_x = 0$ ) не может поддерживать трансляционное движение конической спирали, т.е.  $v = 0$ .

Важный результат аналитического рассмотрения заключается в том, что конечный скос магнитных моментов,  $\Delta\theta_0 \neq 0$ , достаточен для возникновения ненулевой скорости трансляционного движения. Поэтому для моделирования скользящей моды КГ при решении задачи Коши в начальные условия для угла  $\theta_p$  вводилась конечная добавка  $\Delta\theta_0 \neq 0$ , имитирующая выход спинов из базовой плоскости, а углы  $\varphi_p$  определялись из решения статической задачи при заданном поле  $\beta_x$ .

В численных расчетах динамики углов  $\varphi_p(t)$ ,  $\theta_p(t)$  применялся метод Дормана-Принса 8-ого порядка с контролем величины шага. Трансляционное движение обнаруживает себя в виде доминирующей линейной зависимости  $\varphi_p(t)$ . На рис. 5 представлены соответствующие результаты временной эволюции. Наклон кривой  $\varphi_p(t)$  позволяет определить численное значение скорости  $v$  и сравнить его с предсказанием теоретического рассмотрения (4). Для данных, приведенных на рис. 5 соответствующие значения равны  $qv/v_0 = 0.00476$  (численный расчет) и  $qv/v_0 = 0.00478$  (теория).

Выход магнитных моментов из плоскости  $Oxy$  в противоположную сторону порождает трансляционное движение с той же по абсолютной величине и проти-

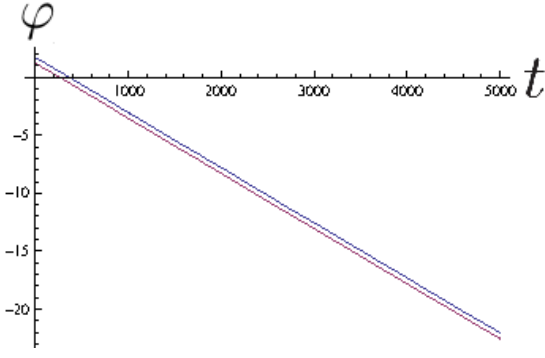


Рис. 5. Временная эволюция  $\varphi$  для 500-го и 505-го узлов цепочки длиной  $N = 1000$  в поле  $\beta_x = 0.0001$  и начальным отклонением  $\Delta\theta_0 = 0.5$

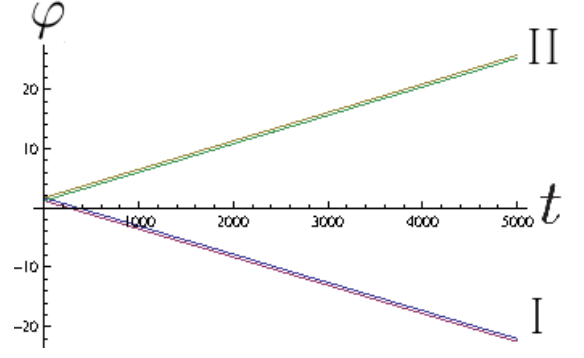


Рис. 6. Временная эволюция  $\varphi$  для 500-го и 505-го узлов цепочки  $N=1000$  в поле  $\beta_x = 0.0001$  и начальных отклонениях  $\Delta\theta_0 = +0.5$  (кривая I) и  $-0.5$  (кривая II).

воположной по знаку скоростью (рис. 6), что согласуется с выражением (4).

Анализ трансляционного движения в скрещенных продольном и поперечном магнитных полях представлен в главе 3, посвященной СДС в СР. Отметим, что в отличие от рассмотренного выше, когда трансляционное движение возникает за счет задания в начальных условиях добавки  $\Delta\theta_0 \neq 0$ , в данной ситуации временная эволюция полей  $\beta_x$  и  $\beta_z$  должна обеспечивать трансляционное движение СР.

**Третья глава** диссертации посвящена проблеме генерации СДС в СР. Действие на электроны проводимости неоднородного переменного магнитного поля, создаваемого локализованными магнитными моментами, можно описывать на языке эффективного электрического поля  $E_\sigma$ , создающего кулоновскую силу вида [12]  $\mathbf{F}_\sigma = e\mathbf{E}_\sigma = \frac{\hbar\sigma}{2} \sin\theta (\nabla\theta\partial_t\varphi - \nabla\varphi\partial_t\theta)$ , где  $\sigma = \pm 1$ . Значение  $\sigma = 1$  соответствует электронам с проекцией спина  $S_z = 1/2$ , а  $\sigma = -1$  – с проекцией  $S_z = -1/2$ . Эффективная кулоновская сила  $\mathbf{F}_\sigma$  действует на частицы с противоположными спинами в противоположных направлениях. Если в среде имеется разность концентраций носителей заряда с разной спиновой поляризацией, то будет наблюдаться зарядовый ток. По аналогии с ЭДС можно определить СДС  $\varepsilon_\sigma(t) = \int_0^L dz E_\sigma(z, t)$ , где  $L$  – линейный размер системы. Отметим, что движение СР как целого с постоянной скоростью не вызывает СДС, однако она возникает при движении с

переменной скоростью.

В диссертации рассмотрены два типа переменного движения, возникающих под действием (I) импульсного и (II) осциллирующего продольных магнитных полей. Расчет СДС выполнен в предположении, что в гелимагнетике имеют место процессы диссипации, характеризующиеся параметром  $\alpha$ , что приводит к затуханию трансляционного движения СР.

Включение импульсного продольного поля моделировалось законом  $\beta_z(t) = \beta_{z0}(1 - \exp^{-t/T})$ , где  $T$  - характерное время включения поля с амплитудой  $\beta_{z0}$ .

Расчеты показывают, что при импульсном включении поля в отсутствие затухания скорость трансляционного движения СР меняется по закону  $\dot{Z} = -\beta_{z0} \times [1 - \exp(-t/T)]/q$ , Физическая размерность  $\dot{Z}$  восстанавливается умножением на фактор  $a_0/\tau_0$ , где  $a_0 \sim 10^{-10}$  м - постоянная решетки. Используя оценки  $\beta_z \sim 10^{-3}$ , что эквивалентно  $10^3$  Э, и  $q \sim 10^{-2}$ , находим, что скорость  $\dot{Z}$  имеет величину порядка 100 м/с.

С учетом процесса диссипации скорость приобретает вид

$$\dot{Z} = \frac{\beta_{z0}}{\alpha q^3(\tau_{\text{МКС}} - T)} \left[ e^{-\frac{t}{T}} - e^{-\frac{t}{\tau_{\text{МКС}}}} \right]. \quad (5)$$

Здесь,  $\tau_{\text{МКС}} = (\alpha^{-1} + \alpha)/q^2$  - время релаксации намагниченности СР [11]. После умножения на фактор  $\tau_0$  получаем оценку  $\tau_{\text{МКС}} \sim 10^{-7}$  с при значениях  $J \sim 10^2$  К,  $\alpha \sim 10^{-2}$  и  $q \sim 10^{-2}$ .

Эффективное электрическое поле, порождаемое поступательным движением, определяется выражением  $E(z, t) = (\hbar/2)\alpha q^2 \dot{Z}$  (выбрано значение для  $\sigma = 1$ ). СДС для образца длиной  $L$  равна  $\varepsilon(t) = \mathcal{Q}\alpha\hbar\pi q\dot{Z}$ , где  $\mathcal{Q} \approx L/(2\pi/q)$  - топологический заряд (число кинков) СР. Полагая  $\alpha = 0.01$ ,  $q = 0.01$ ,  $a_0^{-1} = 10^8$  м<sup>-1</sup>,  $\dot{Z} = 100$  м/с,  $\hbar = 6.58 \cdot 10^{-16}$  эВ · с, получаем оценку  $\varepsilon \sim 0.1\mathcal{Q}\mu\text{эВ}$ . Это означает, что СР можно представить как цепь из  $\mathcal{Q}$  последовательно соединенных источников СДС величиной  $0.1\mu\text{эВ}$  каждый. Очевидно, что при импульсном включении поля СДС возникает при наличии диссипации и временная зависимость СДС отражает временную эволюцию скорости СР.

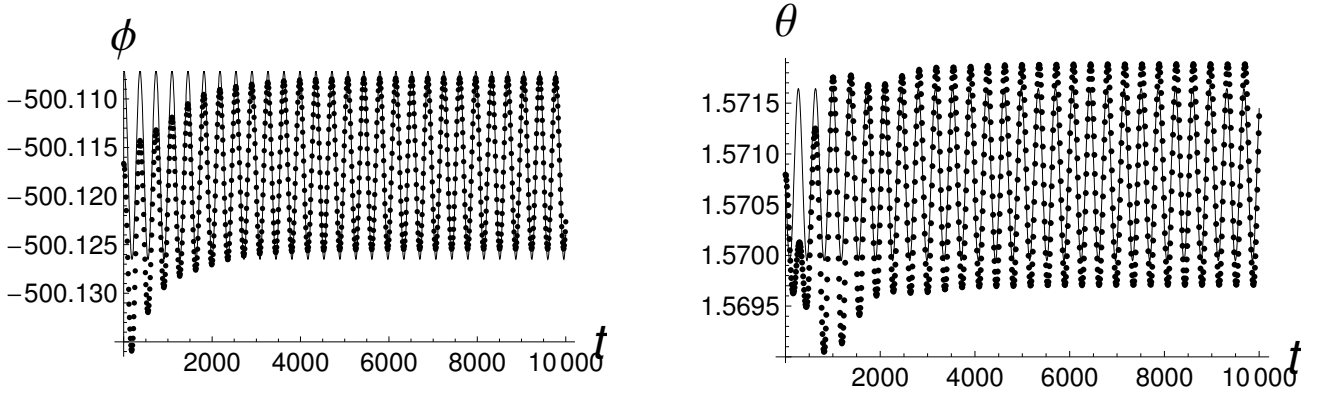


Рис. 7. Временная зависимость углов  $\varphi$  и  $\theta$  центрального узла цепочки ( $N=5 \cdot 10^5$ ). Численные данные показаны точками, аналитический результат – сплошной кривой. Магнитные поля:  $\beta_x = b \cos \delta_b$  и  $\beta_z = -b \sin \delta_b$ ,  $b = 10^{-3}$ ,  $\delta_b = \pi/18$ , отношение  $\beta_z/\Omega = 0.01$ ,  $\alpha = 0.1$ .

Другой рассмотренный случай генерации СДС в СР осуществляется с помощью переменного продольного магнитного поля  $\beta_z = \beta_{z0} \sin \Omega t$ . Можно показать, что в этом случае СДС имеет вид  $\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_R^2 + \varepsilon_D^2} \cos(\Omega t - \delta)$  и содержит два вклада, реактивный  $\varepsilon_R$  и диссипативный  $\varepsilon_D$

$$\varepsilon_R = \mathcal{Q} \frac{\hbar \pi \beta_{z0} \beta_x^2 \Omega}{2\tau_0 q^2 (2q^4 - \Omega^2)}, \quad \varepsilon_D = \alpha \mathcal{Q} \frac{\pi \hbar \beta_z}{\tau_0} \left[ -1 + \frac{\beta_x}{q^2} - \frac{\beta_x^2 (4q^4 - 5\Omega^2)}{2 (\Omega^2 - 2q^4)^2} \right]. \quad (6)$$

Фазовый сдвиг  $\delta = \arctan(\varepsilon_D/\varepsilon_R)$  оказывается порядка  $\alpha$ . Для численной оценки положим  $\Omega \tau_0 \sim 1$  ГГц, или  $\Omega \sim 10^{-4}$  в безразмерных единицах, чтобы восстановить физическую размерность  $\varepsilon$  учтен фактор  $\tau_0^{-1}$ . Выбор  $q \sim 0.01$ ,  $\beta_x \sim 10^{-4}$  (100 Э),  $\beta_{z0} \sim 10^{-5}$  (10 Э),  $\hbar \sim 10^{-15}$  эВ · с приводит к результату  $\varepsilon_R \sim \mathcal{Q} \cdot 0.1 \mu\text{эВ}$  и для диссипативной части мы получаем  $\varepsilon_D \sim \alpha \mathcal{Q} \cdot 0.1 \mu\text{эВ}$ . Вновь величина СДС оказывается прямо пропорциональна числу кинков  $\mathcal{Q}$ . Пример сравнения численного расчета временного поведения углов  $\varphi$  и  $\theta$  с результатами теории представлен на рис. 7.

Зависимости  $\varphi(t)$  и  $\theta(t)$  демонстрируют постепенное затухание собственных колебаний и выход на поведение, предсказанное аналитической теорией для вынужденных колебаний.

**В четвертой главе** рассматривается эффект квантования периода солитонной решетки, представлена теория, объясняющая возникновение скачков на-



магнитности при раскручивании СР с фиксированными граничными спинами внешним полем.

Для численного моделирования выбиралась модификация ( $\theta = \pi/2$ ) гамильтониана (1) вида  $H/JS^2 = -\sum_{i=0}^{N-1} \cos(\varphi_{i+1} - \varphi_i) + D/J \sum_{i=0}^{N-1} \sin(\varphi_{i+1} - \varphi_i) - h \sum_{i=0}^N \cos \varphi_i$ , где  $N$  – число узлов,  $h$  – магнитное поле. На систему накладываются граничные условия  $\varphi_0 = 0$ ,  $\varphi_N = -2\pi n$ ,  $n$  – целое. Намагниченность цепочки определяется выражением  $M = (1/N) \sum_{p=1}^N \cos \varphi_p$ . Возможные значения дискретного параметра  $n$ , имеющего смысл топологического заряда, лежат в диапазоне от 1 до  $n_{max} = [(N-1)Q_0/2\pi]$ , где  $[..]$  обозначает целую часть аргумента.

С увеличением поля, когда образуется СР, топологический заряд, соответствующий текущему основному состоянию, начинает меняться дискретным образом  $n = n_{max} - 1, n_{max} - 2, \dots, 1$ . Огибающая энергий основных состояний различных топологических секторов содержит серию квантовых фазовых переходов из одного топологического сектора в другой, с меньшим  $n$ . Было обнаружено, что в каждом топологическом секторе кинки формируют регулярную решеточную структуру. На рис. 8(а) показана зависимость пространственного периода СР от поля для цепочки длиной  $N = 811$  узлов ( $n_{max} = 20$ ).

Таким образом, численно получен важный результат – период СР,  $l_n$ , сохраняет свое значение неизменным в пределах топологического сектора при непрерывном изменении поля  $h$ , т.е.  $l_n = N/n$ . На рис. 8(б) представлена соответствующая кривая намагничивания. Внутри каждого топологического сектора намагниченность растет линейно, а на границе сектора испытывает скачок.

Для объяснения численных результатов была рассмотрена аналитическая модель, представляющая собой модификацию теории Дзялошинского [13]. Вместо условия (3), определяющего зависимость эллиптического модуля  $\kappa$  от внешнего поля, для бесконечной системы, для конечной цепочки эллиптический модуль  $\kappa_n$  определяется из  $2\kappa_n(h)K(\kappa_n)/\sqrt{h} = L/n$ .

Зависимость энергии и намагниченности от номера топологического сектора  $n$  и магнитного поля  $h$  имеют вид

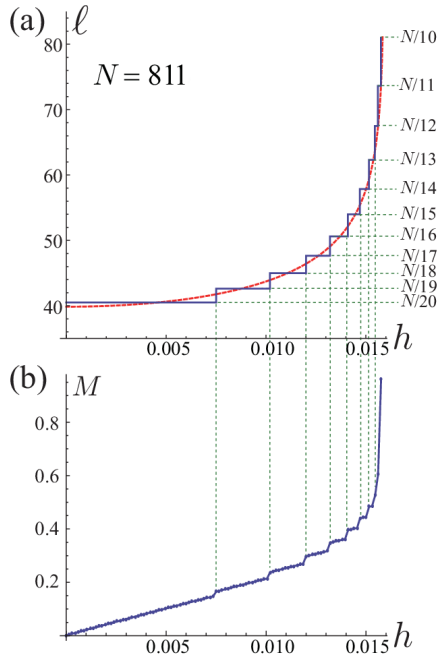


Рис. 8. Численная (сплошная линия) и аналитическая (пунктирная линия) зависимости пространственного периода (а) и кривой намагничивания (б) от поля для случая  $N = 811$ .

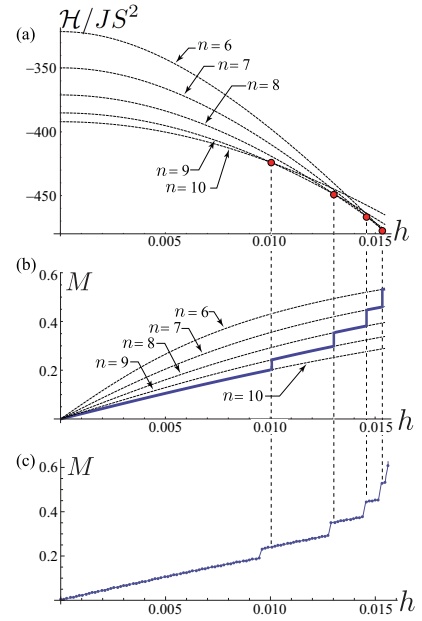


Рис. 9. (а) Энергия [уравнение (7)] как функция поля  $h$  для различных значений топологического заряда  $n = 10 \dots 6$ . (б) Аналитическая кривая намагничивания в сравнении с численной для  $N = 411$  (с)

$$E[\varphi_n(z, h)] = n \left( 8 \frac{\sqrt{h}}{\kappa_n(h)} E(\kappa_n(h)) - 4 \left( 1 - \frac{\kappa_n^2}{2} \right) K(\kappa_n) \frac{\sqrt{h}}{\kappa_n(h)} \right) - 2\pi \frac{D}{J} n, \quad (7)$$

и  $M_n = -1 + 2/\kappa_n^2 - 2E(\kappa_n)/(K(\kappa_n)\kappa_n^2)$ , соответственно.

Энергетический спектр и намагниченность, рассчитанные по этим формулам, приводятся на рис. 9. На этом же рисунке для сравнения приведена кривая намагничивания, полученная численным моделированием. Видно, что численные и аналитические результаты находятся в хорошем согласии.

## Основные результаты и выводы работы

Целью диссертационной работы было теоретическое рассмотрение эффектов, возникающих под действием приложенного магнитного поля, в магнитной СР, одной из наблюдаемых фаз КГ. Были получены следующие результаты:

1. Показана возможность запуска трансляционного движения СР как целого в конфигурации двух скрещенных полей – продольного и поперечного геликоидальной оси. В рамках этой проблемы была решена задача о статической деформации магнитной СР продольным магнитным полем в пространственно-модулированную коническую структуру, сформулирован вывод о невозможности жесткого (бездеформационного) трансляционного движения СР, и показано отсутствие трансляционного движения геликоидальной конической спирали в случае одного продольного поля.

2. Исследована генерация СДС, обусловленная динамикой СР в импульсном продольном магнитном поле. Показано, что импульсный сигнал вызывает трансляционное движение СР как целого, и были вычислены характеристики этого движения: скорость и сопутствующая ей СДС. Сделан вывод о принципиальной роли гильбертова затухания в возникновении СДС для данного режима продольного поля.

3. Рассмотрена генерация СДС, обусловленная динамикой СР в осциллирующем продольном магнитном поле. Получено аналитическое выражение для СДС, которое содержит как реактивную, так и диссипативную части, определен соответствующий фазовый сдвиг.

4. Найден эффект топологического усиления СДС в СР, когда СДС оказывается пропорциональной числу кинков. Получена количественная оценка СДС для отдельного кинка порядка  $0.1 \mu\text{эВ}$ . Этот результат может быть использован для разработки спиновых батарей на основе КГ.

5. Выполнен численный расчет, объясняющий появление скачков намагниченности в КГ конечного размера. Обнаружен эффект квантования периода СР в образцах конечного размера с фиксированными граничными условиями в поперечном магнитном поле.

6. Предложена теоретическая модель возникновения скачков намагниченности в КГ конечного размера в рамках модифицированной теории Дзялошинского.

## Публикации автора по теме диссертации

### Статьи в рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК

- A1. Кластерная теория возмущений для спиновых гамильтонианов / А.С. Овчинников, Вл.Е. Синицын, И.Г. Бострем // ТМФ.—2010.—Т.162, №2.—С.216-226.
- A2. Coherent sliding dynamics and spin motive force driven by crossed magnetic fields in a chiral helimagnet / J. Kishine, I. G. Bostrem, A. S. Ovchinnikov, Vl. E. Sinitsyn // Phys. Rev. B.— 2012.— Vol.86.— P.214426-1–214426-12.
- A3. Генерация спин-движущей силы в солитонной решетке / А.С. Овчинников, Вл.Е. Синицын, И.Г. Бострем, Дж. Кишине // ЖЭТФ.—2013.—Т.143, №5.— С.912-917.
- A4. Topological magnetization jumps in a confined chiral soliton lattice / J. Kishine, I. G. Bostrem, A. S. Ovchinnikov, Vl. E. Sinitsyn // Physical Review B.—2014.— Vol.89.—P.014419-1–014419-6.

### Публикации в других изданиях

- A5. Cluster Perturbation theory for spin Hamiltonians / A. S. Ovchinnikov, I. G. Bostrem, Vl. E. Sinitsyn // IV Euro-Asian Symposium “Trends in MAGnetism” (EASTMAG 2010).—Yekaterinburg.—2010.—P.351.
- A6. Моделирование движения солитонной решетки в поперечных магнитных полях / А.С. Овчинников, И.Г. Бострем, Вл.Е. Синицын // Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании: материалы Междунар. шк.-конф. Уфа: РИЦ БашГУ.—Уфа.—2012.—Т. 1.—С.97.

- A7. Управление движением кирального гелимагнетика магнитным полем и генерация ЭДС / А.С. Овчинников, И.Г. Бострем, Вл.Е. Сеницын // КОУРОВКА-XXXI: Междунар. зимняя шк. физиков-теоретиков. Новоуральск: ИФМ Уро РАН.—Новоуральск.—2012.—С.131.
- A8. Генерация спин-движущей силы в солитонной решетке / А.С. Овчинников, И.Г. Бострем, Вл.Е. Сеницын, Дж. Кишине // Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании: материалы Междунар. шк.-конф. Уфа: РИЦ БашГУ.—Уфа.—2013.—Т. 1.—С.18.
- A9. Топологические скачки намагниченности в киральной солитонной решетке / А.С. Овчинников, И.Г. Бострем, Вл.Е. Сеницын, Дж. Кишине // КОУРОВКА-XXXV: Междунар. зимняя шк. физиков-теоретиков. Верхняя Сысерть: ИФМ Уро РАН.—Верхняя Сысерть.—2014.—С.33.

## Список цитируемой литературы

1. Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet / S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz et al. // Science.— 2009.— Vol. 323, no. 5916.— P. 915–919.
2. Observation of Skyrmions in a Multiferroic Material / S. Seki, X. Z. Yu, S. Ishiwata, Y. Tokura // Science.— 2012.— Vol. 336, no. 6078.— P. 198–201.
3. Chiral Magnetic Soliton Lattice on a Chiral Helimagnet / Y. Togawa, T. Koyama, K. Takayanagi et al. // Phys. Rev. Lett.— 2012.— Vol. 108, no. 10.— P. 107202.
4. Chiral skyrmions in thin magnetic films: new objects for magnetic storage technologies? / N. S. Kiselev, A. N. Bogdanov, R. Schäffer, U. Rössler // J. Phys. D: Appl. Phys.— 2011.— Vol. 44.— P. 392001.

5. Bostrem, I. G. Theory of spin current in chiral helimagnets / I. G. Bostrem, J. Kishine, A. S. Ovchinnikov // Phys. Rev. B.— 2008.— Vol. 78, no. 6.— P. 064425.
6. Iwasaki, J. Current-induced skyrmion dynamics in constricted geometries / J. Iwasaki, M. Mochizuki, N. Nagaosa // Nature Nanotech.— 2013.— no. 8.— P. 742–747.
7. Discrete helicoidal states in chiral magnetic thin films / M. N. Wilson, E. A. Karhu, D. P. Lake et al. // Phys. Rev. B.— 2013.— Vol. 88.— P. 214420.
8. Magnetic phase transition in single crystals of the chiral helimagnet  $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$  / N. J. Ghimire, M. A. McGuire, D. S. Parker et al. // Phys. Rev. B.— 2013.— Vol. 87.— P. 104403.
9. Izyumov, Y. A. Modulated, or long-periodic, magnetic structures of crystals / Y. A. Izyumov // Sov. Phys. Usp.— 1984.— Vol. 27, no. 11.— P. 845–867.
10. Magnetic soliton transport over topological spin texture in chiral helimagnet with strong easy-plane anisotropy / A. B. Borisov, J. Kishine, I. G. Bostrem, A. S. Ovchinnikov // Phys. Rev. B.— 2009.— Vol. 79, no. 13.— P. 134436.
11. Kishine, J. Sliding conductivity of a magnetic kink crystal in a chiral helimagnet / J. Kishine, A. S. Ovchinnikov, I. V. Proskurin // Phys. Rev. B.— 2010.— Vol. 82, no. 6.— P. 064407.
12. Volovik, G. E. Linear momentum in ferromagnets / G. E. Volovik // J. Phys. Condens. Matter.— 1987.— Vol. 20, no. 7.— P. L83–L87.
13. Дзялошинский И. Е. Теория геликоидальных структур в антиферромагнетиках. I. Неметаллы / Дзялошинский И. Е. // ЖЭТФ.— 1964.— Т. 46, № 4.— С. 1420–1437.