

УФИМСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ НАУКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи

Абдрахманов Данил Ирекович

**Влияние дефектов на формирование скирмионных фаз в
магнитных пленках**

1.3.3 – Теоретическая физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, доцент

Шарафуллин Ильдус Фанисович

Уфа – 2025 г.

Оглавление

Введение	3
Общая характеристика работы	3
Актуальность темы исследования	3
Степень разработанности темы исследования	4
Цели и задачи диссертационной работы	14
Научная новизна	15
Методология и методы исследования	16
Положения, выносимые на защиту	17
Степень достоверности и апробация работы	17
Личный вклад соискателя	19
Объем и структура диссертации	19
Глава 1. Влияние обменно-редуцированного дефекта на формирование скирмионов в антиферромагнитном фрустрированном монослое	23
§1.1. Модель антиферромагнитного монослоя.....	24
§1.2. Метод наискорейшего спуска.....	25
§1.3. Основное состояние.....	31
§1.4. Фазовая диаграмма.....	35
§1.5. Фазовые переходы.....	36
Выводы к главе	41
Глава 2. Формирование скирмионной фазы в модели бислойной ферромагнитной пленки с взаимодействием Дзялошинского-Мория при наличии структурного дефекта	42
§2.1. Модель ферромагнитной бислойной пленки.....	44
§2.2. Спиновые конфигурации при нулевой температуре в ферромагнитной бислойной пленке.....	46
§2.3. Топологический заряд ферромагнитной пленки с конкурирующими взаимодействиями.....	52
§2.4. Локализация скирмионных фаз в ферромагнитной пленке с конкурирующими взаимодействиями.....	56
Вывод к главе	64
Глава 3. Формирование скирмионов в модели магнитоэлектрического бислоя с дефектом	65
§3.1. Модель магнитоэлектрической пленки.....	66
§3.2. Основное состояние магнитоэлектрической пленки с однородным магнитоэлектрическим взаимодействием.....	70
§3.3. Основное состояние магнитоэлектрической пленки с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием.....	78
Вывод к главе	87
Заключение	89
Список литературы	91

Введение

Общая характеристика работы

Исследование фазовых переходов и топологически защищенных вихревых нанообъектов – скирмионов в магнитных и мультиферроидных нанопленках (структурах) – одно из самых актуальных направлений современной физики и находится в фокусе повестки как экспериментальных, так и теоретических работ. Дело в том, что даже слабые анизотропные и обменные взаимодействия между спиновыми характеристиками могут сыграть определяющую роль в установлении вихревых конфигураций и влиять на стабильность и способность переключения состояния, что является предметом особенного интереса в связи с развитием современных информационных и коммуникационных технологий, основанных на тонкослойных материалах. Следует отметить роль фрустрации и конкурирующих магнитных и магнитоэлектрических взаимодействий в формировании фаз скирмионного газа и скирмионной решетки. Треугольное расположение магнитных ионов в слое обеспечивает геометрическую конкуренцию обменных магнитных взаимодействий и существенно стабилизирует топологически защищенные состояния в сверхрешетках и бислойных материалах.

Актуальность темы исследования

Актуальность вытекает из необходимости установить закономерности свойств и процессов, протекающих в магнитных и магнитоэлектрических нанопленках с учетом влияния различных внешних и внутренних факторов: внешнее магнитное поле, фрустрации, структурные дефекты, тепловые флуктуации. Анализ научной литературы показывает, что структурные дефекты и фрустрации в таких системах с конкурирующими обменными взаимодействиями являются определяющими в поведении системы. В настоящее время невыясненными остаются вопросы, связанные с влиянием

структурных дефектов на фазовые переходы и критическое поведение, термодинамические и магнитоэлектрические свойства нанопленок. Для исследования систем с конкурирующими обменными взаимодействиями важно реализовать эффективные и достоверные методы вычислительной физики, поскольку реализация экспериментальных исследований требует значительных ресурсов. В связи с этим, исследование новых подходов к управлению магнитными топологически защищенными нанообъектами являются крайне актуальным.

Наноструктурирование, изменение масштабных или материальных параметров системы для управления процессами формирования, разрушения скирмионных фаз, коллективным поведением магнитных скирмионов, пиннинг скирмионных решеток или отдельных скирмионов в локальных точках магнитной пленки позволяет преодолеть барьеры в создании устройств спинтроники.

Степень разработанности темы исследования

Неоднородные спиновые структуры являются предметом активных обсуждений в физике конденсированного состояния [1, 2, 3, 4, 5]. К таким структурам можно отнести магнитные вихри и скирмионы, которые могут формироваться в пленках, сочетающих в себе как магнитный, так и сегнетоэлектрический дальний порядок. Изначально под скирмионом понималась математическая модель, применяемая для моделирования некоторых элементарных частиц в ядерной физике [6, 7, 8]. Наиболее частое упоминание таких объектов встречается в теории магнетизма, где скирмион – микромагнитная квазичастица с нетривиальной магнитной текстурой с ненулевой топологией [9].

Существование таких структур было предсказано более тридцати лет назад в магнитных материалах с нарушенной симметрией. Богданов и Яблонский [10] теоретически предсказали, что в магнитоупорядоченных

кристаллах, принадлежащих к определенным кристаллографическим классам симметрии, может реализоваться термодинамически устойчивая система магнитных вихрей, аналогичная смешанному состоянию в сверхпроводниках. В работе [11] были теоретически определены структуры различных вихревых состояний в магнитных материалах с анизотропией типа «легкая ось» с взаимодействием Дзялошинского-Мория. В 2001 году Богданов и Рёслер [12] разработали феноменологическую теорию нарушения хиральной симметрии в магнитных наноструктурах с учетом индуцированных неоднородных хиральных взаимодействий и предсказали возникновение вихревых стабильных структур в тонких многослойных пленках.

Экспериментальное подтверждение существования скирмиона было показано в 2009 году [13]. Далее скирмионы удалось экспериментально обнаружить во многих материалах, к примеру, в MnSi [14, 15], в легированных полупроводниках FeCoSi [16], эпитаксиальных тонких пленках FeGe [17, 18, 19], мультиферроиках [20, 21]. В описанных выше системах взаимодействие Дзялошинского-Мория играет ключевую роль в стабилизации скирмионных структур [22, 23, 24, 25]. Оно возникает в несимметричных магнитных кристаллах, а также индуцируется на границе раздела гетероструктурных тонких пленок.

Следует отметить, что это не единственный механизм образования скирмионных структур: например, стабилизация скирмионной фазы возможна при наличии фрустрации обменного взаимодействия в материалах с одноосной магнитной анизотропией во внешнем магнитном поле [26, 27]. В работе [28] наблюдали возникновение скирмионного кристалла с гексагональной упаковкой и с шагом решетки 90 нм в тонкой пленке FeCoSi при температуре 25К с использованием просвечивающей электронной микроскопии Лоренца во внешнем магнитном поле порядка 50–70 мТл. Причем полученные фазовые диаграммы зависимости структуры от

температуры и внешнего магнитного поля хорошо согласуются с моделированием Монте-Карло.

На границе раздела в магнитоэлектрической тонкой гетероструктурной пленке $\text{BaTiO}_3/\text{SrRuO}_3$ индуцируется значительное взаимодействие Дзялошинского-Мория [29]. Подстройкой поляризации сегнетоэлектрического слоя BaTiO_3 можно добиться локального, переключаемого и энергонезависимого управления плотностью и стабильностью магнитных скирмионов в интерфейсном слое SrRuO_3 . В работе [30] показана возможность изменения модуляции во взаимодействии Дзялошинского-Мория через управление деформацией хирального магнита FeGe ; такой механизм может быть использован в управлении топологических магнитных структур.

Стоит упомянуть другой тип уникальных магнитных структур – муаровские сверхрешетки или магнетики Ван-дер-Ваальса [31], в которых скирмионы могут стабилизироваться за счет взаимодействия Дзялошинского-Мория и сохранять свою структуру при выключенном внешнем магнитном поле [32, 33], а также при комнатных температурах [34]. Муаровские сверхрешетки возникают в результате наложения двух слоев с небольшим сдвигом. В результате такого наложения, к примеру, двух centrosymmetric магнитных подсистем на границе раздела возникает нарушение симметрии, что приводит к образованию неколлинеарных структур.

В бислоистой свехрешетке [35], состоящей из магнитного монослоя Fe_3GeTe_2 (FGT) и сегнетоэлектрической пленки In_2Se_3 , обнаружено, что магнитные скирмионы в монослое Fe_3GeTe_2 и взаимодействие Дзялошинского-Мория могут подвергаться настройке с помощью сегнетоэлектрической поляризации In_2Se_3 , что приводит к созданию и уничтожению скирмионов. При этом знак взаимодействия Дзялошинского-

Мория в гетероструктуре $\text{In}_2\text{Se}_3/\text{Fe}_3\text{GeTe}_2/\text{In}_2\text{Se}_3$ изменяется при сегнетоэлектрическом переключении.

В работе [36] с помощью теории функционала плотности и моделирования атомистической спиновой динамики было предсказано образование антискирмионов в бислое $\text{Cr}_{0.88}\text{Mn}_{0.12}\text{I}_3$ и переключение их текстуры, сопровождающееся изменением поляризации. В работе [37] в двумерных гетероструктурах Ван-дер-Ваальса показано возникновение фазы решетки скирмионов при относительно сильной межслоевой связи, где магнитным полем осуществляется переключение состояния скирмиона, а именно направление вихря и положение самого скирмиона в текстуре муара.

Экспериментальное исследование [38] демонстрирует отшелушивание хлопьев FeGeTe на коллинеарном антиферромагнетике PtMn , что приводит к усилению стабильности скирмионов за счет эффектов обменного смещения. В работе Лю и коллег [39] наблюдалось локальное создание и удаление скирмионов в расслоенных монокристаллических чешуйках Fe_3GeTe_2 с помощью сфокусированного электронного пучка.

Скирмионы обладают топологической устойчивостью, следовательно, могут быть стабильными в широком диапазоне температур. Это дает возможность использовать скирмионы в разных устройствах спинтроники. Наиболее перспективным является использование их в качестве элементарной ячейки памяти в современных энергоэффективных записывающих устройствах. Одним из таких устройств можно считать беговую память, предложенную Паркином и его коллегами [40] в 2013 году. Запись данных в таком устройстве основана на создании массива доменных стенок и доменов в магнитной нанотрубке, а перемещение доменного узора вдоль записывающего/считывающего устройства осуществляется импульсами спин-поляризованного тока. Вместо доменной границы предполагается использовать скирмион [41], так как механизм движения

аналогичен. Причем плотность тока, необходимая для открепления скирмиона и начала его движения, соответствует величине порядка $10^5 - 10^6 \text{ А}\cdot\text{м}^{-2}$ [42], что примерно на 5-6 порядков меньше, чем при движении доменных стенок. Однако для достижения скоростей, сопоставимых со скоростями движения доменных стенок, потребуется прикладывать токи порядка $10^9 - 10^{12} \text{ А}\cdot\text{м}^{-2}$. В работе [43] теоретически была изучена динамика изолированных скирмионов в ферромагнитных нанотреках, что дало фундаментальное представление о проектировании памяти такого типа на основе скирмионов. Скирмион также можно использовать в транзистороподобных устройствах [44, 45], в качестве логических элементов [46], в искусственном синапс-устройстве для нейроморфных систем [47, 48, 49].

В приведенных ранее материалах скирмионоподобные квазичастицы могут обладать разнообразной ориентацией магнитных спинов, и данная форма описывается параметрами закрученности, спиральности и топологическим зарядом. Эти параметры очень важны, поскольку они влияют на статистические и динамические свойства магнитных неоднородностей. Наличие топологического заряда позволяет использовать одиночный скирмион в качестве элементарного бита в вычислительных устройствах. Один из методов кодирования двоичной информации в магнитных материалах основан на создании и аннигиляции отдельных скирмионов. Наличие скирмиона может означать элементарный сигнал равный «1», отсутствие – «0». Следовательно, контролируемое создание и коллапс скирмиона является важным для любых устройств хранения информации на основе скирмионов.

На данный момент известно несколько способов создания и уничтожения скирмионов, одним из которых является управление скирмионной фазой с помощью магнитного поля. На многих фазовых

диаграммах хиральных магнитных структур магнитное поле способствует формированию скирмионов [50, 51]. Прикладывая магнитное поле перпендикулярно плоскости магнитной пленки с взаимодействием Дзялошинского-Мория возникает сжатие полосовых доменов в круглые. Таким образом, с помощью магнитного поля возможно контролировать формирование скирмионной фазы. Например, в работе [52] теоретически исследовали возможность создания скирмиона с помощью магнитного диполя. В работе [53] сообщается о создании решеток скирмионов в многослойной структуре Pt/Co/Ta с помощью локального поля. В [54] рассматривается численная и аналитическая модель двумерного ферромагнетика с взаимодействием Дзялошинского-Мория. Изменяя величину внешнего магнитного поля, скирмионы могут быть созданы близко к краю хирального магнитного образца из-за краевой нестабильности. Также стоит отметить, что для стабилизации скирмионной фазы требуется небольшое перпендикулярное магнитное поле; помимо этого, величина магнитного поля влияет на стабильность и диаметр магнитного скирмиона [55, 56]. Достигнув пороговой величины магнитного поля, скирмионные фазы начинают коллапсировать и могут перейти в ферромагнитное состояние. Таким образом, большая величина поля является способом разрушения скирмионной структуры с поверхности магнитной пленки.

Другим способом создания скирмиона является использование спин-поляризованного тока. В [57] показано, что циркулирующий спин-поляризованный ток может создавать изолированную скирмионную спиновую текстуру без помощи внешнего магнитного поля. Ивасаки и другие [58] с помощью микромагнитного моделирования продемонстрировали, что один скирмион может быть создан электрическим током в простой ограниченной геометрии (выемка на границе нанодорожки). Ромминг и другие [59] экспериментально реализовали как создание, так и разрушение отдельного скирмиона с помощью локальной инъекции спин-

поляризованного тока из сканирующего туннельного микроскопа. Возможность управления скирмионом показана в работе [60] с помощью наносекундного импульса тока в спиновом клапане с перпендикулярно намагниченным свободным слоем и нарушенной хиральной симметрией. В [61] теоретически предположили, что аннигиляция скирмиона возможна импульсами спинового тока определенной формы. Ву и другие [62], экспериментально продемонстрировали аннигиляцию скирмиона в ферромагнитной пленке $GdFeCo$ с применением импульсов с плотностью тока примерно $2,5 \times 10^{10} \text{ A}\cdot\text{m}^{-2}$. Стоит отметить, что в ряде экспериментальных работ получалось создать отдельный скирмион при температурах близких к комнатным. Однако применение спиновых токов является энергозатратным, так как течение токов сопровождается нагревом образца, следовательно возможны потери энергии на Джоулевский нагрев. Так же при очень больших плотностях тока возникает электромиграция.

Если использовать электрическое поле для управления магнитной структурой, то такие последствия можно значительно уменьшить. Используя магнитоэлектрические материалы или композиты, удастся управлять магнитными свойствами, варьируя параметр электрической поляризации за счет магнитоэлектрического эффекта. Мочизуки и Ватанабе [63] в 2015 году теоретически предложили создание магнитных скирмионов на тонкопленочном образце мультиферроидного хирального магнита путем локального приложения электрического поля вместо электрического тока через кончик электрода. В работе [64] был показан переход от скирмионной фазы к конической контролируемый электрическим полем в хиральном магните Cu_2OSeO_3 . В ферромагнитных пленках тоже возможно создание скирмионной фазы с помощью электрического поля за счет спин-зависимого экранирования электрического поля [65], что приводит к заметным изменениям поверхностной намагниченности и магнитокристаллической анизотропии. Так, в работе [66] продемонстрировано, что локальное

электрическое поле, приложенное к трехслойной пленке Fe на Ir-подложке, может осуществлять переключение скирмионного состояния в ферромагнитное контролируемым образом. В [67] было реализовано создание и аннигиляция скирмионного пузырька с помощью электрического поля в трехслойной пленке вида Pt/Co/O при комнатной температуре.

Движение скирмионов по заданной траектории под действием внешних стимулов является важным аспектом для устройств на основе беговой памяти. Ферромагнитный скирмион, движимый внешней силой, например спин-поляризованным током, испытывает смещение поперек направления своего движения из-за эффекта Холла [68, 69, 70]. Этот фактор может привести к выходу скирмиона за пределы нанотрека и его исчезновению, что, в свою очередь, может привести к потере информации. В отличие от ферромагнитных материалов, скирмионы в антиферромагнитных нанопленках движутся по ожидаемой траектории (вдоль действующей силы, т. е. внешнего поля или тока) [71, 72]. Скирмион в антиферромагнитных пленках включает в себя две ферромагнитные скирмионные подрешетки, которые обладают противоположными топологическими зарядами и в совокупности не испытывают поперечного сдвига при движении. Комплексные исследования скирмионов в антиферромагнитных материалах важны с точки зрения будущих технических приложений, поскольку помимо динамического сопротивления скирмионов эффекту Холла достаточно большие значения взаимодействия Дзялошинского-Мория чаще встречаются в антиферромагнитных материалах, чем в ферромагнитных материалах. Могильна и др. [73, 74] исследовали возникновение решетки скирмионов при отсутствии взаимодействия Дзялошинского-Мория в классическом сверхфрустрированном антиферромагнетике Гейзенберга на треугольной решетке под действием внешних магнитных полей. В синтетических антиферромагнетиках скирмионы тоже обладают нулевым топологическим зарядом и могут двигаться вдоль замкнутых геометрий, не достигая границ

нанотрека [75, 76, 77]. Также по сравнению со скирмионами, движимыми токами в ферромагнетиках, динамика антиферромагнитных скирмионов может быть значительно лучше [78, 79]. Однако из-за отсутствия топологического заряда невозможен процесс электрического обнаружения (считывание), что является проблемой для практического применения.

Диссертационная работа посвящено исследованию эффектов влияния дефекта обменной связи, уменьшающего обменное взаимодействие между узлами решетки, на фазу скирмионов под внешними воздействиями [80], такими как приложенное поле механических напряжений, внешнее магнитное поле [81, 82, 83]. Скирмион может образовывать основное состояние, когда его радиус сравним с площадью дефектов магнитной пленки; периодически расположенная решетка дефектов может генерировать решетку скирмионов, которая существует в нулевом магнитном поле и для широкого температурного режима [84, 85, 86]. Зарождение скирмионов в заданных местах в многослойных структурах на основе Pt/Co возможно в области наномасштабных точечных искусственных дефектов, созданных с помощью сфокусированного ионного пучка при комнатной температуре в слабом, даже нулевом, приложенном магнитном поле [87].

Кроме того, дефекты также могут служить центром закрепления скирмионов [88, 89], а параметры дефектов могут использоваться для управления динамическими свойствами скирмионов в устройствах магнитной памяти [90]. К примеру, в 2017 году Мочизуки теоретически предположил, что с помощью системы с изготовленным отверстием или выемкой можно добиться контролируемого создания отдельных скирмионов даже при использовании внешнего магнитного поля, приложенного ко всему образцу [91]. Вопрос устойчивости скирмионных состояний при наличии немагнитных дефектов изучался в рамках теории переходного состояния для магнитных степеней свободы [92] на основе гейзенберговского гамильтониана, включающего обменное взаимодействие между ближайшими

соседями, энергию анизотропии, взаимодействие Дзялошинского-Мория и энергию взаимодействия с внешним полем. Кристаллы скирмионов могут также содержать дефекты решетки, такие как дислокации, которые экспериментально наблюдались в фазе скирмионных решеток [93, 94].

Для реализации устройства на основе скирмиона необходима разработка контролируемого метода зарождения топологически защищенных спиновых вихрей или фазы скирмиона. Скирмионы и даже фаза решетки скирмиона могут зарождаться в естественных дефектах материала [95]. Недавние исследования, в которых рассматриваются немагнитные дефекты, показывают, что дефекты локализуют зарождение скирмионов и снижают потенциальный энергетический барьер зарождения [96, 97]. Однако из-за своего случайного расположения и изменчивого характера естественные дефекты мало контролируют образование скирмионов и не подходят в качестве метода зарождения для устройств. Условия стабильности вихреподобных спиновых конфигураций (квазичастиц) в перфорированных анизотропных ферромагнитных пленках рассмотрены Магадеевым и соавторами [98]. Обнаружено, что нетривиальные магнитные структуры могут наблюдаться в определенном диапазоне значений константы анизотропии; создание вихревых спиновых конфигураций рассматривается на перфорации образца и включении в него искусственных дефектов. Антискирмионы и блоховские скирмионы могут быть стабилизированы для системы Pt/Co в протяженных круговых областях методом облучения сфокусированным ионным пучком [99]. В недавней статье Мацумото [100] использовались искусственные поверхностные ямки, изготовленные сфокусированным электронным пучком, для инициирования зарождения скирмионов из места закрепления в FeGeSi. Показано, что стабильные состояния скирмионов, локализованные в искусственных поверхностных ямках, изготовленных сфокусированным электронным пучком возможно получить в пленке CoZnMn [101]. Для дальнейших технических приложений,

особенно в устройствах памяти (например, в устройствах для чтения и записи информационных битов), желательно иметь возможность зарождать скирмионы в четко определенных положениях в материале и управлять значением воздействия, необходимого для создания скирмиона.

Цели и задачи диссертационной работы

Основной целью диссертационной работы является разработка модели, описывающей обменно-редуцированные и структурные дефекты в магнитных и магнитоэлектрических пленках с конкурирующими обменными и спин-орбитальными взаимодействиями, а также исследование влияния дефектов на поверхностных слоях магнитных и магнитоэлектрических пленок на формирование и устойчивость магнитных скирмионов.

Для достижения этой цели в работе поставлены следующие **задачи**:

1. Определить условия зарождения и параметрическую область значений конкурирующих взаимодействий, при которых формируется скирмионные структуры в основном состоянии для магнитных и магнитоэлектрических тонких пленок.
2. Рассмотреть модель, позволяющую описать наличие немагнитных дефектов в дискретных решетчатых системах, описываемых гамильтонианом магнитной и магнитоэлектрической пленок.
3. Исследовать влияние дефектов типа «отверстие» и обменно-редуцированного дефекта на локализацию скирмионов в зависимости от параметров дефекта в магнитной и магнитоэлектрической пленках.
4. В модели магнитоэлектрической нанопленки с плоскостным взаимодействием Дзялошинского – Мория описать эффект межслойного взаимодействия, нарушающего трансляционную симметрию в магнитной конфигурации основного состояния.

Научная новизна

Научная новизна диссертационной работы определяется оригинальностью полученных результатов, подтверждается публикациями в ведущих российских и зарубежных физических научных журналах и заключается в следующем:

1. Определены параметры дефектов поверхности и конкурирующих взаимодействий в моделях магнитной и магнитоэлектрических пленок, что имеет большое значение с точки зрения разработки новых материалов и компонентной базы спинтроники с уникальными магнитными и транспортными свойствами.
2. Исследовано влияние дефекта на формирование скирмионной фазы в основном состоянии. Для магнитоэлектрического бислоя с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием впервые показано формирование отдельных скирмионов в нулевом внешнем магнитном поле.
3. Предложен способ локализации магнитных скирмионов в модели магнитного и магнитоэлектрического бислоя путем внесения немагнитных дефектов, что очень важно для практического применения в устройствах наноэлектроники.

Практическая ценность полученных в диссертации результатов заключается в том, что:

1. Определен параметрический диапазон конкурирующих взаимодействий для моделей магнитного и магнитоэлектрического бислоя, при которых возможно формирование фаз отдельных скирмионов и решетки скирмионов. Это является важным с точки зрения проектирования и создания функциональных материалов для устройств хранения информации нового поколения.

2. Обнаружен эффект локализации магнитных скирмионов с помощью структурного дефекта в моделях магнитных и магнитоэлектрических пленок, который может быть использован для решения задачи зарождения магнитных скирмионов (топологически защищенных спиновых неоднородностей) в заданных локациях магнитной пленки.

Методология и методы исследования.

Основу методологии исследования решетчатых моделей ферро/антиферромагнитных и ферроэлектрических систем составляет использование энергетических гамильтонианов, которые достаточно хорошо описывают большинство магнитных систем и активно рассматриваются как в работах посвященных исследованию топологических нетривиальных структур, возникающих в магнитных материалах, так и в задачах статистической физики.

Для моделирования термического нагрева и исследования фазовых переходов спиновых конфигураций используются хорошо апробированный численный метод Монте-Карло моделирования (алгоритм Метрополиса). Результаты моделирования методом Монте-Карло хорошо согласуются с экспериментальными данными в объемных магнитных материалах, а также в тонких наноструктурах.

Для определения основного состояния используется адаптированный метод наискорейшего спуска. Для классических ферромагнитных систем с невырожденными основными состояниями рассматриваемый метод минимизации хорошо согласуется с аналитическим решением.

Положения, выносимые на защиту

1. Структурный дефект в виде отверстия приводит к увеличению температуры фазового перехода (скирмионная фаза - беспорядок) в фрустрированной антиферромагнитной пленке. При этом размер дефекта в диапазоне $d \in (10, 50)$ узлов решетки не оказывает значительного влияния на температуру этого перехода.
2. В ферромагнитной бислойной пленке (например, Pt/Co) во внешнем магнитном поле структурный дефект верхнего слоя приводит к формированию скирмионной фазы в области под дефектом вследствие возникновения неоднородности взаимодействий.
3. Определены пороговые значения диаметра дефекта, локализирующего топологически защищенные магнитные неоднородности в области под дефектом в пленках ферроэлектрик/ферромагнетик с магнитоэлектрическим взаимодействием.
4. Разработка методов локализации скирмионных фаз на основе создания дефектов в магнитоэлектрических и магнитных пленках. Исследование влияния дополнительных факторов (тепловых флуктуаций, внешнего магнитного поля, ширина обменного редуцирования) на топологически защищенные структуры и оценка предельных величин этих факторов, на площадь локализации скирмионов.

Степень достоверности и апробация работы.

Все основные результаты работы обсуждались на семинарах кафедры теоретической физики ФГБОУ ВО «Уфимский университет науки и технологий», часть результатов были представлены на российских и международных конференциях, таких как: International Conference on Applied Magnetism ICAM, 2024; XXV Международная конференция «Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах», Москва, 2024; Атом: FROM

ATOMISTIC TO MACRO, Челябинск, 2024; Дни калорики в Башкортостане: функциональные материалы и их приложения, Республика Башкортостан, 2024; Дни калорики в Челябинске: функциональные материалы и их приложения, Челябинск, 2025; XIV Международной школы-конференции студентов, аспирантов и молодых ученых, Уфа, 2023; XIV Международной школы-конференции студентов, аспирантов и молодых ученых, Уфа, 2024; и других.

Публикации

Результаты диссертационной работы опубликованы в 7 статьях рецензируемых научных журналов, индексируемых в базах данных Web of Science, Scopus и РИНЦ.

1. Sharafullin, I. F. Skymion Lattices Phase Driven by Interfacial-Engineered Dzyaloshinskii–Moriya Interaction in Frustrated Antiferromagnetic/Ferroelectric Bilayers / I.F. Sharafullin, A.R. Yuldasheva, **D.I. Abdrakhmanov**, A.G. Nugumanov //Physics of Metals and Metallography. – 2023. – V. 124. – №. 14. – pp. 1697-1702. (**ИФ 1.0**. WoS)
2. Phase transitions driven by magnetoelectric and interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction / I.F. Sharafullin, A.R. Yuldasheva, **D.I. Abdrakhmanov**, I.R. Kizirgulov, H.T. Diep //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2023. – V. 587. – p. 171317. (**ИФ 2.7**. WoS)
3. Effects of an Exchange-reducing Defect on a Skymion Interaction in Antiferromagnetic Frustrated Films / I.F. Sharafullin, **D.I. Abdrakhmanov**, A.G. Nugumanov, K.J. Nurmatov, H.T. Diep //IEEE Transactions on Magnetism. – 2024. – V.60. - № 9. – p. 1500205. (**ИФ 2.1**. WoS)
4. Effects of the Interlayer Interactions in Frustrated Magnetoelectric Thin Films / I.F. Sharafullin, **D.I. Abdrakhmanov**, A. I. Samigullina, A. R. Latypova //Physics of Metals and Metallography. – 2024. – V. 125. – №. 14. – pp. 1894-1900. (**ИФ 1.0**. WoS)

5. Skyrmions in perforated magnetic film with Dzyaloshinskii-Moriya interaction / A. G. Nugumanov, **D. I. Abdrakhmanov**, R. R. Nugumanov, I. F. Sharafullin // Letters on Materials. – 2025. – Vol. 15, No. 3(59). – P. 176-183. (**ИФ 0.233**. SJR)
6. Surface defects and skyrmions in magnetoelectric bilayers / **D.I. Abdrakhmanov**, I.F. Sharafullin, A.R. Yuldasheva, A.G. Nugumanov, K.J. Nurmatov // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2025. – Vol. 37. – No. 34. – P. 345403. (**ИФ 2.500**. WoS)
7. Фазовые переходы, скирмионный кристалл в фрустрированной антиферромагнитной треугольной решетке / А. Р. Юлдашева, А. Х. Баишева, **Д. И. Абдрахманов**, И. Ф. Шарафуллин // Инженерная физика. – 2022. – № 10. – С. 27-31. (**ИФ 0.278**. РИНЦ)

Личный вклад соискателя

Личный вклад автора определяется написанием программы для расчета конфигураций основного состояния, исследованием устойчивости конфигураций относительно тепловых флуктуаций методом Монте-Карло для тонкопленочных магнитных структур, разработкой теоретических моделей, анализом и интерпретацией полученных результатов, выполнением численных экспериментов.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, списка публикаций автора и списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации составляет 100 страниц. Диссертация содержит 30 рисунков. Список литературы включает 109 наименований.

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследований, изложены цели и задачи работы, методы исследования, показана ее научная новизна и

значимость, приведены положения, выносимые на защиту, и личный вклад автора.

Первая глава посвящена исследованию модели антиферромагнитной фрустрированной пленки на треугольной решетке с плоскостным взаимодействием Дзялошинского-Мория и дефектом, понижающим обменное взаимодействие. Для определения распределения намагниченности в конфигурациях основного состояния используется метод наискорейшего спуска.

Модель антиферромагнитного монослоя описывается гамильтонианом вида:

$$H_m = - \sum_{ij} J_{ij}^m \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_{ij} \vec{D}_{ij} \cdot [\vec{S}_i \times \vec{S}_j] - \sum_i \vec{H}^0 \cdot \vec{S}_i$$

Дефект задается функцией зависимости параметра обменного взаимодействия от расстояния между центром дефекта и рассматриваемым спином K_{ij} , силы обменной модификации ε и ширины обменной зоны ϑ

$$J_{ij}^m = J_0 \left(1 + \varepsilon \cdot \exp \left(- \frac{K_{ij}}{\vartheta^2} \right) \right),$$

$$K_{ij} = \left| \frac{\vec{r}_i + \vec{r}_j}{2} - \vec{r}_q \right|,$$

Показано, что диаметр дефекта не влияет на размер и тип скирмиона, но наличие дефекта приводит к тому, что устойчивость фазы решетки скирмиона увеличивается относительно напряженности внешнего магнитного поля. Фаза решетки скирмионов стабилизируется конкурирующими взаимодействиями. Моделирование Монте-Карло показывает, что размер дефекта не влияет на температуру фазового перехода, но наличие самого дефекта приводит к смещению температуры фазового перехода. Это связано с тем, что дефект приводит к уменьшению обменного

взаимодействия. В результате фаза решетки скирмиона становится более устойчивой к тепловым флуктуациям.

Во второй главе предложена модель ферромагнитной бислойной пленки, состоящей из двух ферромагнитных слоёв. В первом слое возникновение нетривиальных спиновых текстур обусловлено конкуренцией ферромагнитного обменного взаимодействия, внешнего магнитного поля и взаимодействия Дзялошинского-Мория. Второй слой характеризуется обменным взаимодействием со структурным дефектом типа «отверстие».

Продемонстрированы фазовые диаграммы модели ферромагнитного бислоя в отсутствии и при наличии структурного дефекта. При определенных значениях взаимодействия Дзялошинского-Мория и внешнего магнитного поля плотность скирмионов достигает максимального значения, фаза решетки скирмионов становится очень стабильной.

Показано, что наличие дефекта во втором слое приводит к формированию скирмионов в области, локализованной под дефектом. Размер скирмионов определяется параметрами конкурирующих взаимодействий. Наблюдение одиночного скирмиона в области под дефектом возможно при размере дефекта, сопоставимом с диаметром скирмиона.

В третьей главе предложена модель бислойной магнитоэлектрической пленки с двумя типами дефектов – микроструктурный дефект типа «отверстия» и обменно-редуцированный дефект, с межслойным однородным и неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием. С помощью поверхностного дефекта в сегнетоэлектрическом слое предложен способ локализации скирмионов в основном состоянии в области, локализованной в ферромагнитном слое. Межслойная связь описывается параметром магнитоэлектрического взаимодействия J^{mf} .

Показано, что наличие структурного дефекта в виде отверстия в сегнетоэлектрическом слое приводит к весьма интересному эффекту для ферромагнитного монослоя, что имеет очевидные перспективы практического применения, поскольку решает актуальную задачу локализации скирмионов в определенных точках. Именно дефект позволяет локализовать скирмионы во втором слое в области непосредственно под дефектом.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

Глава 1. Влияние обменно-редуцированного дефекта на формирование скирмионов в антиферромагнитном фрустрированном монослое

В главе рассматривается модель фрустрированного антиферромагнитного монослоя на треугольной решетке, в которой фрустрация взаимодействий возникает за счет наличия антиферромагнитного упорядочения и треугольной симметрии. Конкуренция взаимодействия Дзялошинского-Мория, антиферромагнитного обменного взаимодействия и внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости решетки, приводит к формированию неколлинеарных топологических магнитных структур. Дефект располагается в центре антиферромагнитного монослоя.

В первом параграфе дано описание гамильтониана системы с учетом структурного дефекта, понижающим обменное взаимодействие. Во втором параграфе описана методика расчета конфигурации основного состояния, которая используется для построения фазовых диаграмм и анализа спиновых конфигураций как в этой, так и в последующих главах. В третьем и четвертом параграфах рассматриваются основные состояния спиновых конфигураций в зависимости от конкурирующих взаимодействий и размера дефекта. Пятый параграф посвящен анализу температурной устойчивости спиновой конфигурации в зависимости от параметров дефекта. В конце главы сформулированы основные выводы.

При подготовке данного раздела диссертации были использованы следующие публикации, выполненные лично автором или в соавторстве, в которых отражены основные результаты, положения и выводы исследования [102, 103, 104]. Вклад автора являлся определяющим в проведении численных исследований и интерпретации полученных результатов.

§1.1. Модель антиферромагнитного монослоя

В данной главе изучается влияние дефекта на фазу решетки скирмионов, которая для антиферромагнитного монослоя стабилизируется антиферромагнитным обменным взаимодействием, взаимодействием Дзялошинского-Мория и внешним магнитным полем, направленным перпендикулярно плоскости пленки. Полная энергия такого монослоя определяется выражением

$$H_m = - \sum_{i,j} J_{ij}^{fm} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_{i,j} \vec{D}_{i,j} \cdot [\vec{S}_i \times \vec{S}_j] - \vec{h} \sum_i \vec{S}_i, \#(1.1)$$

где, $J_{ij}^{fm} < 0$ характеризует антиферромагнитное обменное взаимодействие между спином \vec{S}_i в узле i и его ближайшими соседями \vec{S}_j в плоскости решетки. Параметр J_{ij}^{fm} одинаков для всех ближайших соседних узлов вне области дефекта, и $J_{ij}^{fm} = J_0 = -1$. Второй член характеризует взаимодействие Дзялошинского-Мория, где, $\vec{D}_{i,j} = -\vec{D}_{j,i}$, $|\vec{D}_{i,j}| = D$, вектор Дзялошинского-Мория. Последний член определяет вклад энергии Зеемана, а \vec{h} – вектор напряженности внешнего магнитного поля, направленный перпендикулярно плоскости монослоя.

Структурный дефект вводится в решетку через модификацию антиферромагнитного обменного взаимодействия. Модификация задается функцией вида

$$J_{ij}^{fm} = J_0 \left(1 + \varepsilon \cdot \exp \left(-\frac{K_{ij}}{\vartheta^2} \right) \right), \#(1.2)$$

$$K_{ij} = \left| \frac{\vec{r}_i + \vec{r}_j}{2} - \vec{r}_q \right|, \#(1.3)$$

здесь, J_0 — константа антиферромагнитного обменного взаимодействия на бесконечности, которая имеет значение -1 ; ε определяет силу обменной модификации, а ϑ определяет ширину обменной модификации; \vec{r}_q радиус-вектор центра дефекта; \vec{r}_i и \vec{r}_j — радиус-вектора определяющие положения рассматриваемого спина и его ближайших соседей соответственно. K_{ij} — расстояние между ближайшими взаимодействующими узлами и центром дефекта.

§1.2. Метод наискорейшего спуска

Данный параграф посвящен детальному описанию способа определения основного состояния спиновой конфигурации. С точки зрения количества конкурирующих взаимодействий, входящих в энергетический гамильтониан, модель магнитоэлектрической пленки является наиболее сложной. В случае рассмотрения ферро/антиферромагнитных моделей, достаточно исключить вклад магнитоэлектрического взаимодействия. Поэтому рассмотренные ниже расчеты справедливы как для магнитоэлектрических, так и для ферро/антиферромагнитных модельных систем.

Для расчета основного состояния, т.е. спиновой конфигурации с наименьшей энергией при наличии неколлинеарных конкурирующих взаимодействий, использовался адаптированный метод наискорейшего спуска. Суть метода заключается в локальной минимизации энергии спина или вектора поляризации в произвольном узле путем выравнивания его вдоль эффективного поля, создаваемого соседними спинами и поляризациями.

Магнитоэлектрический бислой состоит из ферромагнитного монослоя с плоскостным взаимодействием Дзялошинского-Мория и ферромагнитным обменным взаимодействием. Сегнетоэлектрический монослой характеризуется ферроэлектрическим обменом между поляризациями, а

связь между двумя подсистемами осуществляется через константу магнитоэлектрического взаимодействия. Полный энергетический гамильтониан такой системы имеет вид:

$$H = H^{fm} + H^{fe} + H^{inter} .\#(1.4)$$

Первое слагаемое H^{fm} в уравнении (1.4) характеризует энергетическую зависимость взаимодействий гейзенберговских спинов в ферромагнитном слое при наличии внешнего магнитного поля

$$H^{fm} = - \sum_{ij} J_{ij}^{fm} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_{ij} \vec{D}_{ij} \cdot [\vec{S}_i \times \vec{S}_j] - \hbar \sum_i \vec{S}_i, \#(1.5)$$

здесь, J_{ij}^{fm} – параметр обменного ферромагнитного/антиферромагнитного взаимодействия между рассматриваемым \vec{S}_i спином с его ближайшими соседними спинами \vec{S}_j в узлах треугольной решетки, которое для простоты предполагаем равным $J^{fm} = J_0 = 1$ (ферромагнетик, антиферромагнетик $J^{fm} = -1$, в отсутствие дефекта в ферро/антиферромагнитном слое) для всех соседних пар в плоскости монослоя. Сумма берется по ближайшим соседним парам спинов. Второй член в (1.5) описывает плоскостное взаимодействие Дзялошинского-Мория. Последний член характеризует вклад внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости бислоя.

Второе слагаемое в уравнении (1.4) определяет вклад взаимодействий поляризации в сегнетоэлектрическом слое

$$H^{fe} = - \sum_{ij} J_{ij}^{fe} \vec{P}_i \cdot \vec{P}_j , \#(1.6)$$

где, J_{ij}^{fe} – параметр ферроэлектрического обменного взаимодействия между ближайшими поляризациями \vec{P}_i и \vec{P}_j . $J_{ij}^{fe} = J_0$ для всех пар спинов в отсутствие

дефекта. Поляризации в сегнетоэлектрическом слое описываются моделью Изинга и направлены перпендикулярно плоскости бислоя.

Последнее слагаемое в уравнении (1.4) образует связь между ферромагнитной и сегнетоэлектрической подрешетками через магнитоэлектрическое взаимодействие вида:

$$H^{inter} = -J^{mf} \sum_{i,j,k} \vec{P}_k \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (1.7)$$

или

$$H^{inter} = -J^{mf} \sum_{i,j,k} \vec{P}_k (S_i^x S_j^y - S_i^y S_j^x) \quad (1.8)$$

где, \vec{P}_k — поляризация на сегнетоэлектрическом слое, тогда как \vec{S}_i и \vec{S}_j принадлежат ферромагнитному слою. J^{mf} — параметр магнитоэлектрической связи. Уравнения (1.7) и (1.8) описывают однородное и неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие соответственно. Далее будет рассматриваться неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие.

Зная зависимость энергии конфигурации от взаимной ориентации всех спинов и поляризаций, можно определить энергию и спиновую конфигурацию основного состояния. Для этого необходимо вычислить энергию взаимодействия на узле i со всеми ближайшими соседями как в плоскости подрешетки, так и в соседнем слое. Рассмотрим гамильтониан (1.4) по каждому слагаемому и разложим на компоненты H^x , H^y , H^z . Для начала распишем по компонентам вклад от взаимодействия Дзялошинского-Мория (ур. 1.9). Вектор \vec{D}_{ij} можно представить в виде $\vec{D}_{ij} = D \vec{e}_{ij}$, где D является константой взаимодействия Дзялошинского-Мория, а \vec{e}_{ij} — единичный вектор, соединяющий узлы i и j (рис. 1.1). Следовательно, $|\vec{e}_{ij}| =$

1. Так как взаимодействие Дзялошинского-Мория плоскостное, то z компонента векторного произведения в (1.9) не учитывается

$$\begin{aligned}
H^{DM} &= - \sum_{ij} \vec{D}_{ij} [\vec{S}_i \times \vec{S}_j] = \\
&= - D \sum_{ij} \vec{e}_{ij} \begin{vmatrix} e_{ij}^x & e_{ij}^y & e_{ij}^z \\ S_i^x & S_i^y & S_i^z \\ S_j^x & S_j^y & S_j^z \end{vmatrix} = \#(1.9) \\
&= - D \sum_{ij} \left\{ e_{ij}^x (S_i^y S_j^z - S_i^z S_j^y) - e_{ij}^y (S_i^x S_j^z - S_i^z S_j^x) \right\}
\end{aligned}$$

С учетом геометрии треугольной решетки распишем чему равны проекции вектора $\vec{e}_{i,j}$ на оси локальных координат x,y (рис.1.1) для каждой пары спина \vec{S}_i с его соседом \vec{S}_j .

$$\begin{aligned}
e_{i,1}^x &= -e_{i,4}^x = 1, e_{i,1}^y = -e_{i,4}^y = 0 \\
e_{i,2}^x &= e_{i,6}^x = -e_{i,3}^x = -e_{i,5}^x = |\vec{e}_{i,j}| \cdot \cos \frac{\pi}{3} = \frac{1}{2} \#(1.10) \\
e_{i,2}^y &= e_{i,3}^y = -e_{i,5}^y = -e_{i,6}^y = |\vec{e}_{i,j}| \cdot \sin \frac{\pi}{3} = \frac{\sqrt{3}}{2}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H &= -J^m \sum_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_{ij} \vec{D}_{ij} [\vec{S}_i \times \vec{S}_j] - \vec{h} \sum_i \vec{S}_i \\
&= -J^e \sum_{ij} \vec{P}_i \cdot \vec{P}_j - J^{mf} \sum_{i,j,k} P_k^z (S_i^x S_j^y - S_i^y S_j^x) \\
&= -J^m \sum_{ij} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y + S_i^z S_j^z) \#(1.11) \\
&= -D \sum_{ij} \left\{ e_{ij}^x (S_i^y S_j^z - S_i^z S_j^y) - e_{ij}^y (S_i^x S_j^z - S_i^z S_j^x) \right\} \\
&= -h \sum_i S_i^z - J^e \sum_{ij} P_i^z P_j^z - J^{mf} \sum_{i,j,k} P_k^z (S_i^x S_j^y - S_i^y S_j^x)
\end{aligned}$$

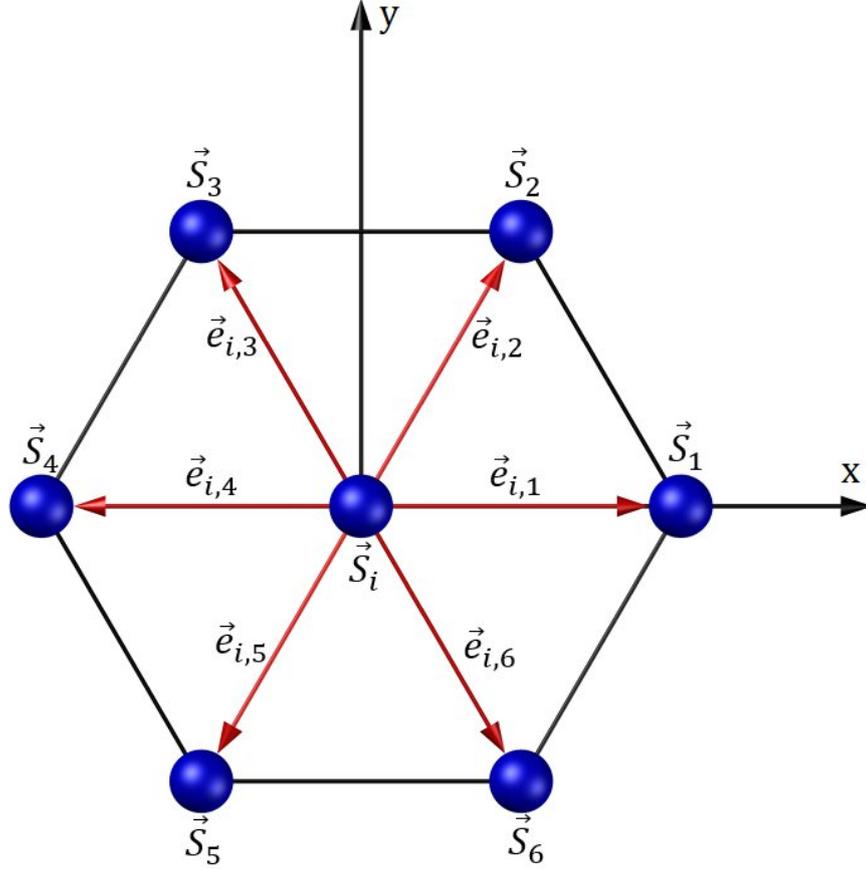


Рисунок 1.1. Схематичное изображение единичного вектора $\vec{e}_{i,j}$.

Разложим уравнение (1.11) по отношению к i -му вектору спина и поляризации, тогда имеем для ферромагнитной подрешетки:

$$\begin{aligned}
 H_i^1 &= -S_i^x \left\{ J^{fm} \sum_j S_j^x - D \sum_j e_{i,j}^y S_j^z + J^{mf} \sum_{j,k} P_k^z S_j^y \right\} \\
 &- S_i^y \left\{ J^{fm} \sum_j S_j^y + D \sum_j e_{i,j}^x S_j^z - J^{mf} \sum_{j,k} P_k^z S_j^x \right\} \\
 &- S_i^z \left\{ J^{fm} \sum_j S_j^z + D \sum_j (e_{i,j}^y S_j^x - e_{i,j}^x S_j^y) + h \right\}
 \end{aligned}$$

С учетом 6 соседей и проекций единичного вектора $\vec{e}_{i,j}$ получаем:

$$\begin{aligned}
H_i^1 = & -S_i^x \left\{ \begin{aligned} & J^{fm} (S_1^x + \dots + S_6^x) - \\ & -\frac{\sqrt{3}}{2} D (S_2^z + S_3^z - S_5^z - S_6^z) + \\ & + J^{mf} \sum_k P_k^z (S_1^y + \dots + S_6^y) \end{aligned} \right\} \\
& - S_i^y \left\{ \begin{aligned} & J^{fm} (S_1^y + \dots + S_6^y) + \\ & + D \left(S_1^z - S_4^z + \frac{1}{2} (S_2^z - S_3^z - S_5^z + S_6^z) \right) - \\ & - J^{mf} \sum_k P_k^z (S_1^x + \dots + S_6^x) \end{aligned} \right\} \# (1.12) \\
& - S_i^z \left\{ \begin{aligned} & J^{fm} (S_1^z + \dots + S_6^z) + \\ & + D \left(\begin{aligned} & \frac{\sqrt{3}}{2} (S_2^x + S_3^x - S_5^x - S_6^x) \\ & - (S_1^y - S_4^y + \frac{1}{2} (S_2^y - S_3^y - S_5^y + S_6^y)) \end{aligned} \right) + \\ & + h \end{aligned} \right\}
\end{aligned}$$

Для сегнетоэлектрической подрешетки:

$$H_i^2 = -P_i^z \left\{ \begin{aligned} & J^{fe} \sum_j P_j^z + \\ & + J^{mf} \sum_i - (S_i^x (S_1^y + \dots + S_6^y) - S_i^y (S_1^x + \dots + S_6^x)) \end{aligned} \right\} \# (1.13)$$

Представим (1.12) и (1.13) в виде:

$$\begin{aligned}
H_i^1 &= -H^x \cdot S_i^x - H^y \cdot S_i^y - H^z \cdot S_i^z \# (1.14) \\
H_i^2 &= -H^z \cdot P_i^z
\end{aligned}$$

Члены в фигурных скобках в ур. (1.12) и (1.13) являются компонентами эффективного поля всех взаимодействий H^x , H^y , H^z , для одного вектора, действующих на рассматриваемый спин или поляризацию со стороны его ближайших соседей.

Таким образом, минимум энергии следует из максимума скалярного произведения $\vec{S}_i \cdot \vec{H}_i$ или $\vec{P}_i \cdot \vec{H}_i$. А это достигается за счет выравнивания направления спина \vec{S}_i или поляризации \vec{P}_i вдоль направления эффективного поля:

$$S_i^{r'} = \frac{H^r}{\sqrt{(H^x)^2 + (H^y)^2 + (H^z)^2}}, \quad r = x, y, z \# (1.15)$$

для сегнетоэлектрической подрешетки

$$P_i^{z'} = \frac{H^z}{\sqrt{(H^z)^2}}, \# (1.16)$$

Одна итерация алгоритма минимизации включает выравнивание всех спинов в плоскости ферромагнитного и сегнетоэлектрического слоев.

§1.3. Основное состояние

Определим конфигурации спинов основного состояния для $J_{ij}^m = J_0$. Антиферромагнитное обменное взаимодействие между спинами будет конкурировать с перпендикулярной конфигурацией $\vec{D}_{ij} \cdot [\vec{S}_i \times \vec{S}_j]$. Результирующая конфигурация неколлинеарна. По симметрии каждый спин имеет тот же угол γ с его ближайшими соседями в плоскости xu . Энергия спина \vec{S}_i определяется как

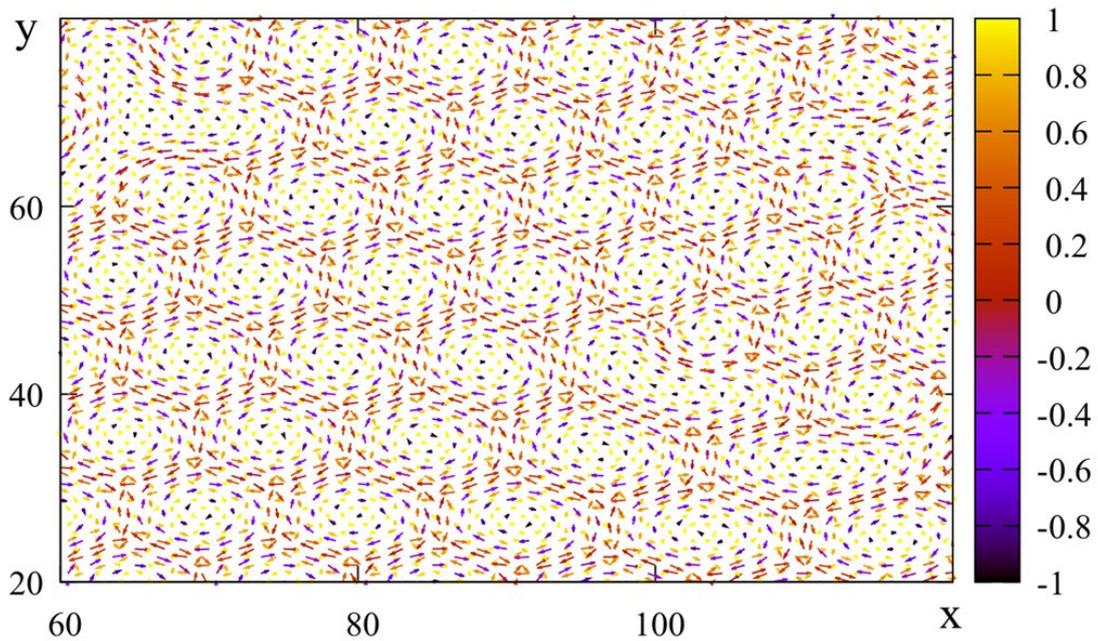
$$E_i = -6J^{fm} S^2 \cos(\gamma) + 12DS^2 \sin(\gamma) \# (1.17)$$

где $\gamma = |\gamma_{ij}|$. Следует обратить внимание на знаки $\sin(\gamma_{ij})$ при подсчете энергии ближайших соседей: два противоположных ближайших соседа имеют противоположные знаки спиновых произведений и противоположные коэффициенты e_{ij} .

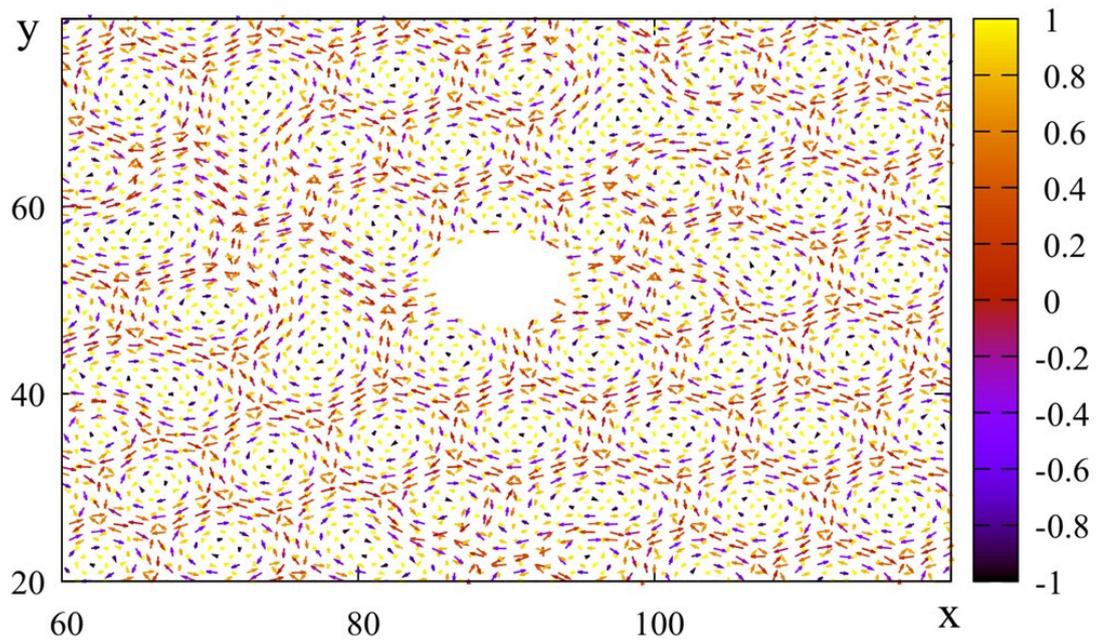
$$\frac{dE_i}{d\gamma} = 0 \implies \gamma = \arctan\left(\frac{-2D}{Jf_m}\right) \# (1.18)$$

Когда $D \rightarrow 0$, имеем $\gamma \rightarrow 0$, а когда $D \rightarrow -\infty$, имеем $\gamma \rightarrow \pi/2$, как и должно быть. Будем рассматривать $D < 0$ так, чтобы иметь $\gamma > 0$.

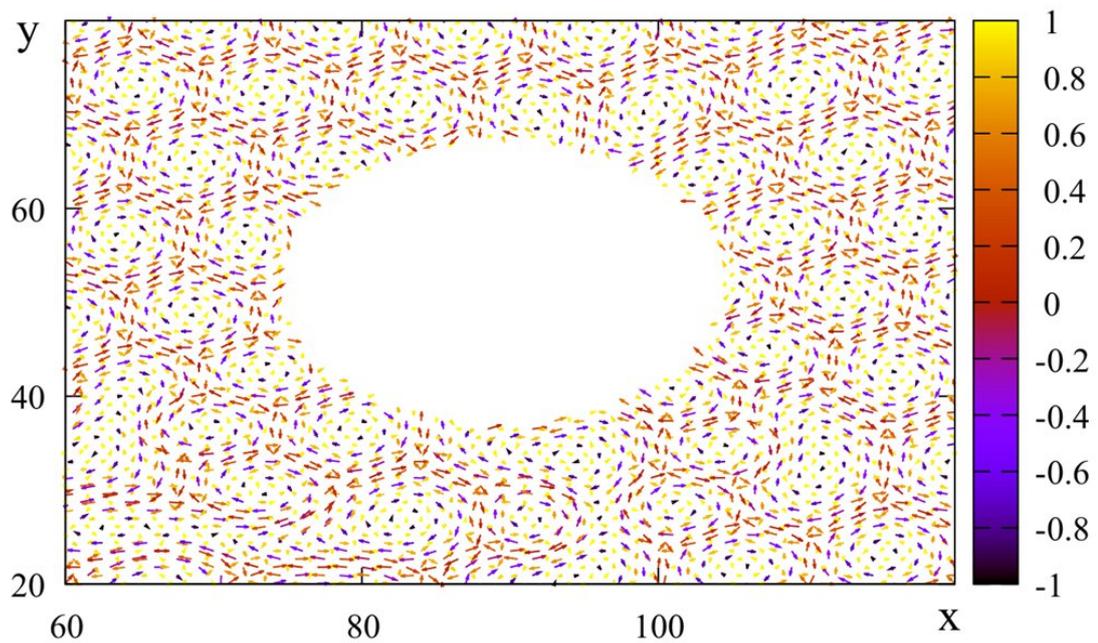
Основное состояние с учетом структурного дефекта определим "методом наискорейшего спуска". Для монослоя в большинстве расчетов линейный размер рассматривался в диапазоне $L \in (80, 200)$, используя периодические граничные условия в плоскости xu . Спиновая конфигурация основного состояния без дефекта имеет периодическую решетку скирмионов с незначительными искажениями: каждый скирмион имеет одинаковый размер и спиральность. На рисунке 1.2(в) диаметр дефекта в 3 раза больше диаметра скирмиона.



(a)



(б)



(в)

Рисунок 1.2. Спиновые конфигурации основного состояния при $D = -0.5$, $h = 3.5$. (а) в отсутствии дефекта, (б) радиус дефекта 5 узлов, (в) радиус дефекта 15 узлов.

На рисунке 1.2 показана спиновая конфигурация основного состояния, полученная методом наискорейшего спуска для решетки 120×120 , при $D = -0.5$, $h = 3.5$, при разных размерах дефекта.

Диаметр дефекта не влияет на размер и форму скирмиона, вне области дефекта. Наблюдается нарушение упорядочения скирмионов в решетке, скирмионы которые выстраиваются на границе дефекта претерпевают незначительную деформацию. Но в то же время следует отметить, что при наличии дефекта устойчивость фазы решетки скирмиона увеличивается относительно напряженности внешнего магнитного поля. Критическое значение внешнего магнитного поля, при котором фаза решетки скирмиона обращается в ноль (при отсутствии дефекта), в 3 раза меньше, чем при наличии дефекта (диаметр дефекта – 10 узлов решетки, $\vartheta = 10$.)

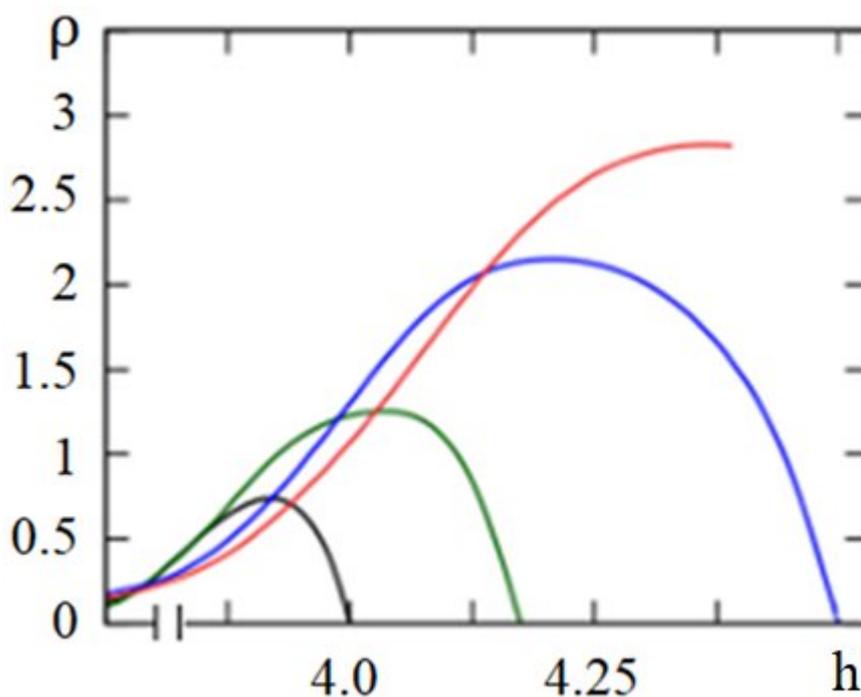


Рис. 1.3. Плотность скирмионов на магнитной пленке в зависимости от внешнего магнитного поля для $J_0 = -1$, $D = -0.4$, диаметр дефекта $\vartheta = 0$ узлов (черная линия), диаметр дефекта $\vartheta = 4$ узла (зеленая линия), диаметр дефекта $\vartheta = 7$ узлов (синяя линия), диаметр дефекта $\vartheta = 30$ узлов

(красная линия).

Мы видим, что с увеличением диаметра дефекта плотность скирмионов для конкретного значения параметра Дзялошинского-Мория $D = -0.4$ резко возрастает. После достижения определенного значения магнитного поля плотность скирмионов начинает уменьшаться, так как поле начинает доминировать над структурой скирмионов, а затем плотность достигает нуля, что означает исчезновение фазы скирмионов. При отсутствии дефекта (черная линия) максимальная плотность скирмионов наблюдается при $H = 3.75$, затем фаза решетки скирмионов начинает вырождаться и исчезает при $H = 4.0$.

§1.4. Фазовая диаграмма

Фазовая диаграмма состояний в плоскости $R - h$ при характерном значении параметра Дзялошинского-Мория $D = -0.4$ представлена на рисунке 1.4. Дефекты играют решающую роль в стабилизации фазы решетки скирмионов. Фрустрация (имеется в виду геометрически фрустрированная треугольная решетка) также сильно влияет на устойчивость скирмионов. Увеличение диаметра и выбор соответствующего размера отверстия способствуют образованию большего количества скирмионов. Кроме того, скирмионы образуются при меньших значениях внешнего поля по сравнению со случаем в отсутствие дефекта. Чем больше размер дефекта, тем сильнее способность к образованию стабильной фазы решетки скирмионов в пленках, где решетка скирмионов стабилизируется конкурирующими взаимодействиями.

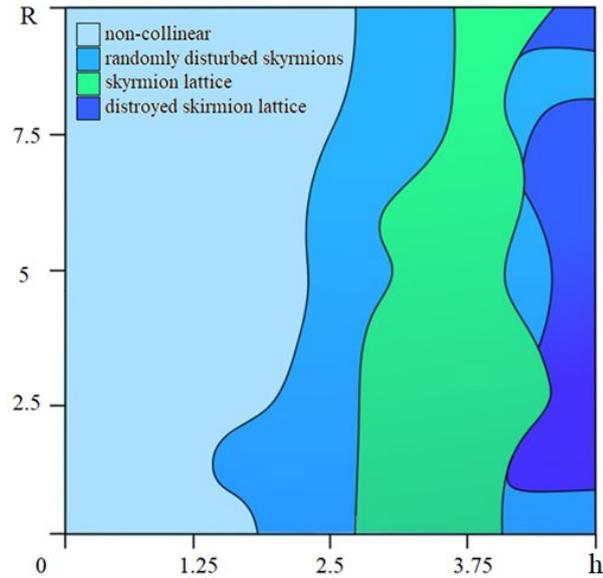


Рис. 1.4. Фазовая диаграмма основных состояний в плоскости $R - h$. Темно-синий цвет соответствует фазе с разрушенной решеткой скирмионов, светло-синий цвет соответствует неколлинеарному основному состоянию, не содержащему скирмионов, синяя область соответствует хаотично распределенным скирмионам, зеленый цвет соответствует фазе с решеткой скирмионов.

В определенном диапазоне внешнего магнитного поля ($h = 3.0 - 4.0$) наличие одного дефекта может разрушить стабильную фазу решетки скирмиона в доменное состояние. Внешнее воздействие через магнитное поле или дефект, например, может быть использовано для изменения взаимодействия Дзялошинского-Мория, приводящего к изменению плотности скирмионов.

§1.5. Фазовые переходы

Для моделирования тепловых флуктуаций использовался алгоритм Метрополиса. Расчеты проводились для систем в широком диапазоне линейных размеров $N \times N \times L$, где $N \in (40, 1000)$; $L = 1$ и для различного положения и диаметра дефекта ($\vartheta = 0 - 90$). Следует отметить, что

изменение линейных размеров решетки не влияет на результаты моделирования. Первые 10^6 шагов Монте-Карло на один спин отбрасываются, чтобы уравновесить систему и усреднить физические величины по следующим 10^6 итерациям на спин. Для $D = -0.5$ фаза решетки скирмиона существует для $2.7 < h < 4.2$ в основном состоянии, при $T = 0$. Усредненная энергия на спин $\langle E \rangle$, удельная теплоемкость C_v , параметр порядка Q системы и намагниченность слоя определяются следующим образом

$$\langle E \rangle = \frac{\langle H \rangle}{2N}, \# (1.19)$$

$$C_v = \frac{\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2}{k_B T^2}, \# (1.20)$$

$$Q(T) = \frac{1}{N(t_a - t_0)} \sum_i \left| \sum_{t=t_0}^{t_a} \vec{S}_i(T, t) \cdot \vec{S}_i(T=0) \right|, \# (1.21)$$

$$M = \frac{1}{N^2} \left\langle \sum_i \vec{S}_i \right\rangle, \# (1.22)$$

где, $\left| \sum_{t=t_0}^{t_a} \vec{S}_i(T, t) \cdot \vec{S}_i(T=0) \right|$ – скалярное произведение спина при текущей температуре $\vec{S}_i(T, t)$ и того же спина в основном состоянии $\vec{S}_i(T=0)$, которое вычисляется с помощью метода наискорейшего спуска. $\langle \dots \rangle$ – среднее по равновесным конфигурациям. Подчеркнем, что нагрев происходит, начиная с конфигурации спинов в основном состоянии. Сравнивается фактическая конфигурация, полученную путем медленного нагрева, проецируя ее на выбранное основное состояние при тех же конкурирующих параметрах.

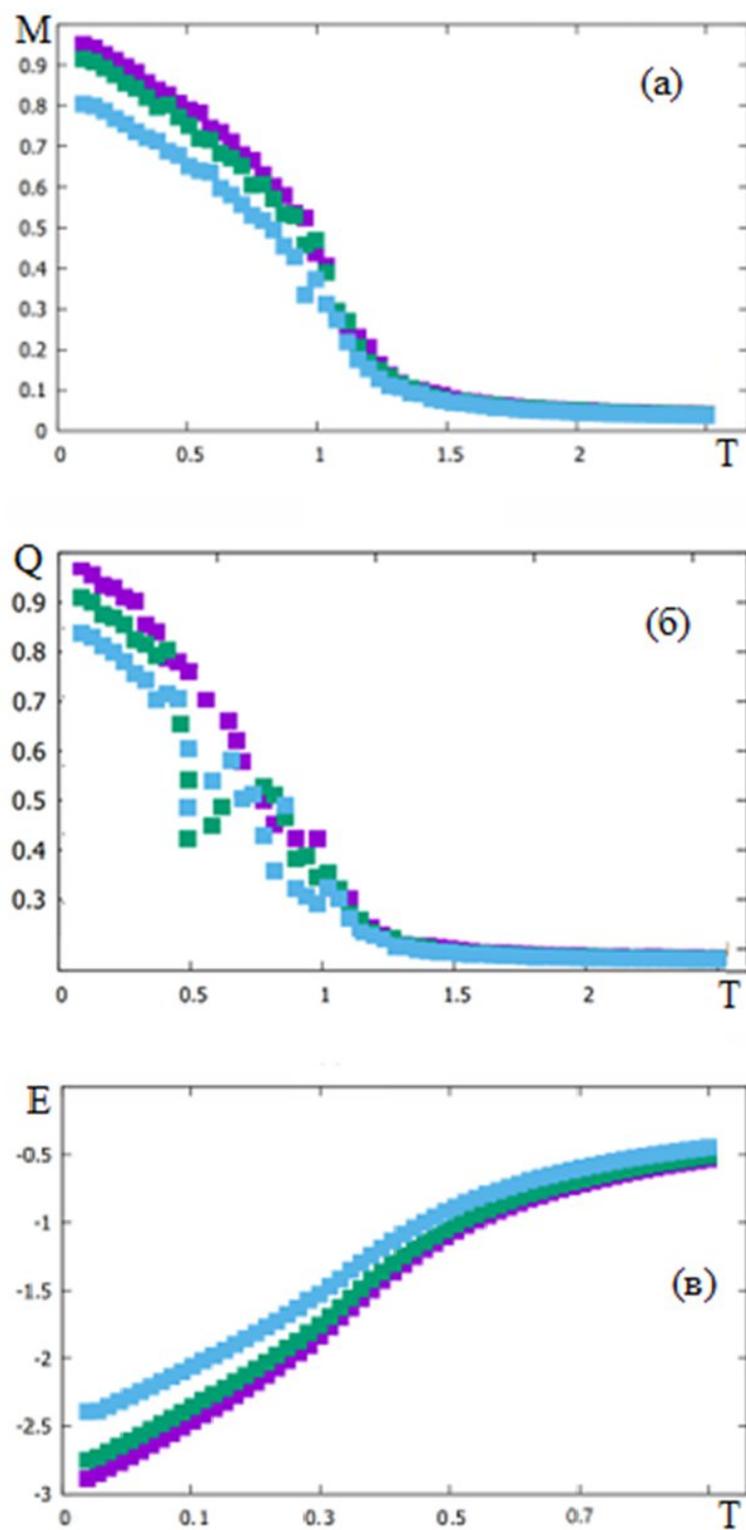


Рис. 1.5. (а) Намагниченность антиферромагнитного монослоя на треугольной решетке в зависимости от температуры T для $J^0 = -1, h = 3.0, D = -0.4$, диаметр дефекта 0 узлов (пурпурный), диаметр дефекта 10

узлов (зеленый), диаметр дефекта 20 узлов (синий) (б) Параметр порядка магнитной пленки в зависимости от температуры с тем же цветовым кодом, (в) Энергия магнитной пленки в зависимости от температуры с тем же цветовым кодом.

Эти физические величины (намагниченность, параметр порядка, усредненная энергия) в зависимости от температуры показаны на рисунке 1.5 для $D = -0.4$, $h = 3.0$ и $\vartheta = 0, 10, 20$. Энергии системы в зависимости от T для тех же значений D и размеров дефекта (ϑ) показаны на рисунке 1.5(с). Пурпурная кривая на рис. 1.5 соответствует набору $D = -0.4$, $h = 3.0$ и $\vartheta = 0$, зеленый цвет соответствует набору $D = -0.4$, $h = 3.0$ и $\vartheta = 10$, синий цвет соответствует набору $D = -0.4$, $h = 3.0$ и $\vartheta = 20$.

Из энергетических зависимостей видно, что изменение кривизны происходит при $T_c^m \sim 0.45$ для обоих случаев с отверстием в пленке, что означает, что диаметр дефекта (от 10 узлов до 50 узлов) не влияет на температуру магнитного фазового перехода в такой большой области ϑ . Фазовый переход, связанный с разрушением фазы решетки скирмионов при наличии дефекта, происходит при $\theta \sim 0.45$, что подтверждается зависимостью параметра порядка от T , где отчетливо виден переход от фазы решетки скирмионов к фазе с различными неколлинеарными доменами и хаотически распределенными скирмионами. На рис. 1.5(а) показана зависимость намагниченности, которая не обнаруживает этот фазовый переход.

Обсудим природу перехода, показанного на рис. 1.5. С увеличением размера дефекта намагниченность при $T = 0$ существенно ниже, чем в случае малого дефекта (равного размеру одного скирмиона), и фазовый переход происходит при $T_c^m \sim 1.05$ для кривых при $\vartheta = 0$ и $\vartheta = 10$. При $\vartheta = 0$ первый переход при низкой температуре (изменение кривизны пурпурной линии

происходит при $T = 0.34$) обусловлен разрушением решетки скирмионов. После этого перехода ненулевые z-компоненты спинов под приложенным полем становятся близкими к нулю только при высокой температуре ($T \approx 2.5$). Это не фазовый переход, поскольку z-компоненты никогда не будут равны нулю в поле для слабого взаимодействия Дзялошинского-Мория. Для $\vartheta = 10, 20$ первый переход происходит при $T \approx 0.5$. Это означает, что наличие дефекта, даже такого малого размера (порядка размера скирмиона), приводит к смещению температуры фазового перехода. Этот фазовый переход, вызванный разрушением решетки скирмиона из-за конкуренции между тепловыми флуктуациями и внешним магнитным полем, становится более выраженным. Это связано с тем, что дефект приводит к уменьшению энергии обменного взаимодействия; чем больше диаметр дефекта, тем сильнее увеличивается энергия основного состояния (см. рисунок 1.5(a)). В результате фаза решетки скирмиона становится более устойчивой к тепловым флуктуациям.

Выводы к главе

В данной главе была исследована модель фрустрированного антиферромагнитного монослоя на треугольной решетке с дефектом, понижающий абсолютную величину обменного взаимодействия.

Установлено, что диаметр дефекта не влияет на размер и тип скирмиона, но устойчивость фазы решетки скирмиона увеличивается относительно напряженности внешнего магнитного поля. Увеличение диаметра и выбор соответствующего размера дефекта способствуют образованию большего количества скирмионов. Кроме того, скирмионы образуются при меньших значениях внешнего поля по сравнению со случаем в отсутствие дефекта. Чем больше размер дефекта, тем сильнее способность к образованию стабильной фазы решетки скирмионов в пленках, где решетка скирмионов стабилизируется конкурирующими взаимодействиями.

В результате Монте-Карло моделирования определено, что диаметр дефекта в диапазоне $\in(10,50)$ не влияет на температуру магнитного фазового перехода в такой большой области параметра ϑ . Но наличие дефекта малого размера (порядка размера скирмиона) приводит к смещению температуры фазового перехода. Это связано с тем, что дефект приводит к уменьшению энергии обменного взаимодействия; чем больше диаметр дефекта, тем сильнее увеличивается энергия основного состояния. В результате фаза решетки скирмиона становится более устойчивой к тепловым флуктуациям.

Глава 2. Формирование скирмионной фазы в модели бислойной ферромагнитной пленки с взаимодействием Дзялошинского-Мория при наличии структурного дефекта

В главе рассматривается модель ферромагнитной бислойной пленки, состоящей из двух ферромагнитных слоёв. Первый слой характеризуется ферромагнитным обменным взаимодействием, взаимодействием Дзялошинского-Мория. Второй слой характеризуется только ферромагнитным обменным взаимодействием со структурным дефектом типа «отверстие». Модель описывается гейзенберговскими спинами расположенных в узлах треугольной решетки. Взаимодействие Дзялошинского-Мория является плоскостным, внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости бислоя.

Фазовые диаграммы основного состояния демонстрируют области существования скирмионной фазы и фазы скирмионной решетки в зависимости от величины параметров конкурирующих взаимодействий при наличии структурного дефекта. При определенных значениях взаимодействия Дзялошинского-Мория и внешнего магнитного поля плотность скирмионов достигает максимального значения.

Показано, что наличие дефекта во втором слое приводит к формированию скирмионов в области, локализованной под дефектом. В первом слое скирмионы образуются в результате конкуренции между ферромагнитным обменом, взаимодействием Дзялошинского-Мория и внешним магнитным полем. Размер дефекта влияет на количество наблюдаемых скирмионов в области под дефектом. В случае соизмеримости размера дефекта и диаметра скирмиона, полученного при определённых параметрах конкурирующих взаимодействий, возможно наблюдение одиночного скирмиона в области, локализованной под дефектом, что является важным для будущих запоминающих устройств.

При подготовке данного раздела диссертации были использованы следующие публикации, выполненные лично автором или в соавторстве, в которых отражены основные результаты, положения и выводы исследования [105, 106]. Вклад автора заключался в расчетах конфигураций основного состояния.

§2.1. Модель ферромагнитной бислойной пленки

Энергия взаимодействия спинов в плоскости решетки описывается гамильтонианом

$$H = - \sum_{ij} J_{ij}^{fm} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_{ij} \vec{D}_{ij} \cdot [\vec{S}_i \times \vec{S}_j] - \vec{h} \sum_i \vec{S}_i \quad (2.1)$$

Первый член характеризует вклад в общую энергию системы со стороны ферромагнитного обменного взаимодействия. J_{ij}^{fm} – параметр ферромагнитного обменного взаимодействия между двумя ближайшими спинами \vec{S}_i и \vec{S}_j . Этот параметр учитывает взаимодействие спинов как в первом и втором слоях, так и между двумя слоями. Вторым членом в (2.1) описывается взаимодействие Дзялошинского-Мория, а \vec{D}_{ij} – вектор Дзялошинского-Мория, расположенный в плоскости решетки первого слоя (рис. 2.1, зеленые сферы). В работе используется константа параметра взаимодействия Дзялошинского-Мория D , которая определяется из соотношения $\vec{D}_{ij} = \vec{e}_{ij} D$, единичный вектор \vec{e}_{ij} направлен от \vec{S}_i к ближайшему соседу \vec{S}_j (подробное описание в §1.2, первой главы). Последнее слагаемое описывает влияние внешнего магнитного поля направленного перпендикулярно плоскости бислоя. На рисунке 2.1 схематично изображена модель рассматриваемой системы с обозначением присутствующих конкурирующих взаимодействий между спинами в решетке.

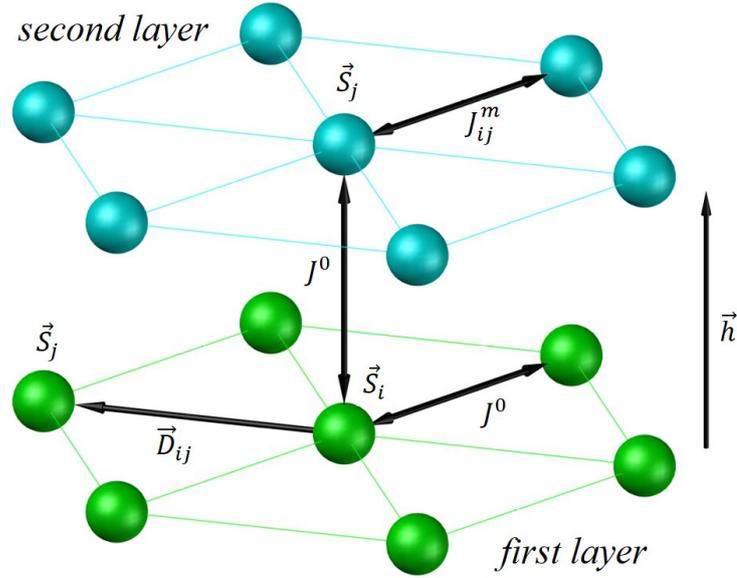


Рис. 2.1. Схема модели ферромагнитной пленки. Зеленые сферы отражают узлы первого слоя со спинами с ферромагнитным обменным взаимодействием и плоскостным взаимодействием Дзялошинского-Мория. Голубые сферы относятся ко второму слою, в котором учитывается только ферромагнитное обменное взаимодействие.

В уравнении (2.1) дефект вводится в решетку второго слоя (рис. 2.1, голубые сферы) через модификацию параметра обменного взаимодействия $J_{i,j}^{fm}$

$$J_{i,j}^{fm} = \frac{J_0}{2} \left(1 + \tanh \left(\frac{2 |\vec{K}_{ij}| - d}{2\vartheta} \right) \right), \# (2.2)$$

$$\vec{K}_{ij} = \frac{\vec{r}_i + \vec{r}_j}{2} - \vec{r}_q, \# (2.3)$$

где d – диаметр дефекта, измеряемый в узлах решетки, ϑ – характеризует ширину области редукции параметра $J_{i,j}^{fm}$. $\vartheta \rightarrow 0$, то есть редукция на границе дефекта происходит мгновенно от J_0 до 0. \vec{r}_i и \vec{r}_j – радиус-вектора двух ближайших взаимодействующих спинов \vec{S}_i и \vec{S}_j , соответственно. \vec{r}_q – радиус-

вектор центра дефекта. Вектор \vec{K}_{ij} определяется по формуле (2.3). В результате, если $2K_{ij} > d$, то $J_{ij}^{fm} \rightarrow J_0$, иначе $J_{ij}^{fm} \rightarrow 0$. На рисунке 2.2 изображена принципиальная схема расчета вектора \vec{K}_{ij} .

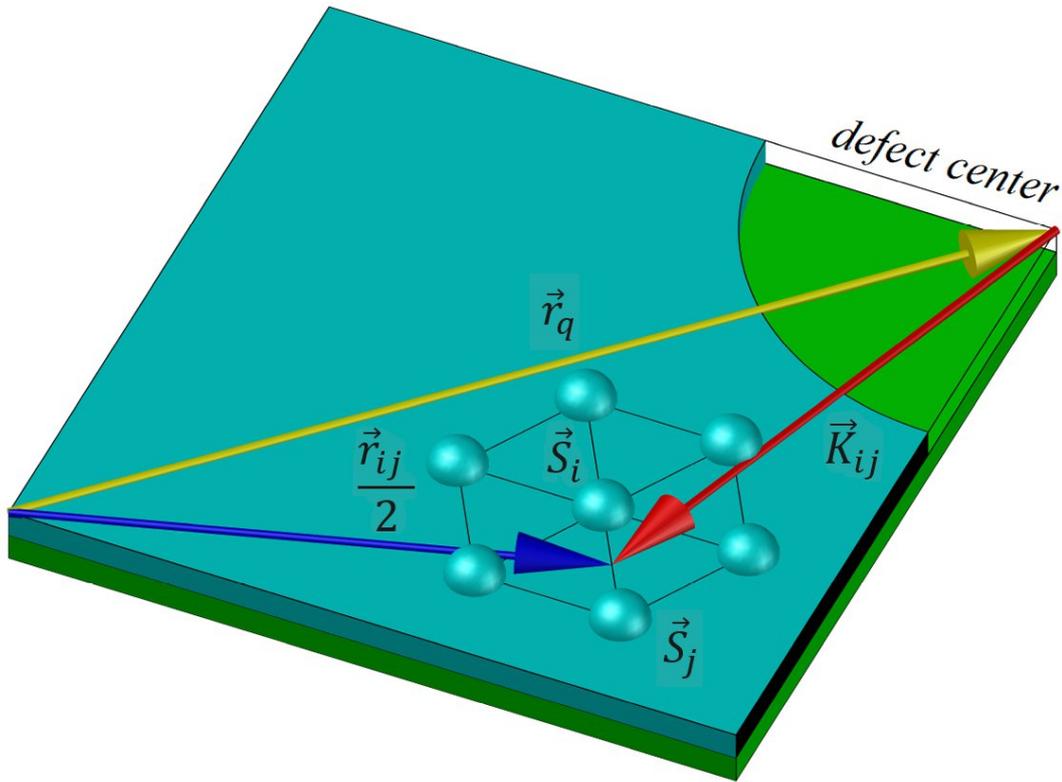


Рис. 2.2. Схема расчета вектора \vec{K}_{ij} . Вектор $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i + \vec{r}_j$.

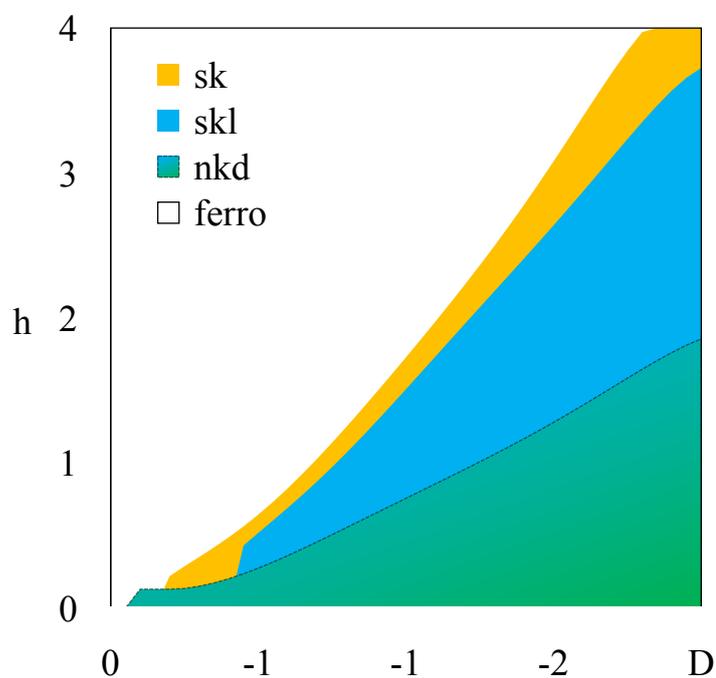
Внутри дефекта второго слоя спины отсутствуют, следовательно, вклад в энергию со стороны внешнего магнитного поля в этой области равен нулю.

§2.2. Спиновые конфигурации при нулевой температуре в ферромагнитной бислоистой пленке.

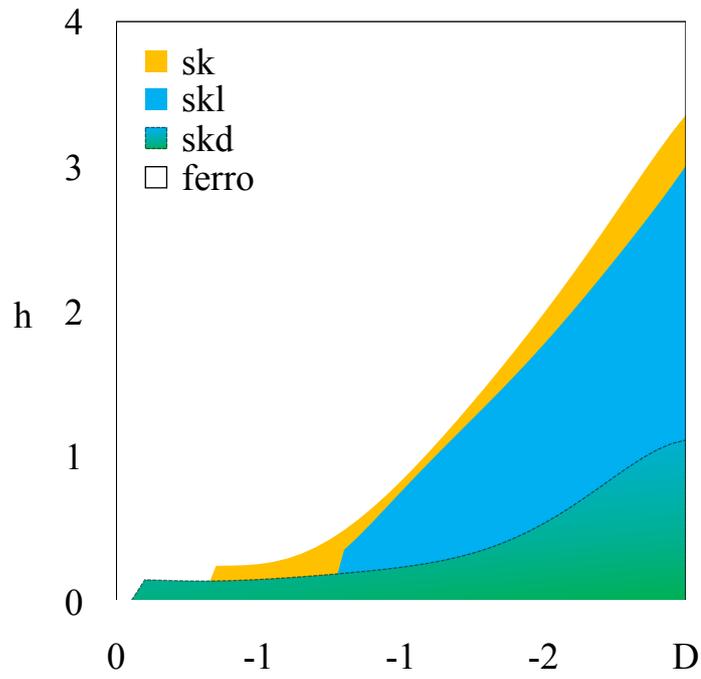
Для анализа влияния размерности решетки на значение энергии основного состояния были изучены конфигурации основного состояния при различных параметрах конкурирующих взаимодействий, полученные методом наискорейшего спуска (подробно в §1.2, глава 1). Линейные размеры решетки изменялись в пределах $L \in (80; 1000)$ узлов решетки, на

решетку накладываются периодические граничные условия в плоскости xy . В результате, в рассматриваемом диапазоне геометрических размеров, значение энергии основного состояния не меняется с ростом размерности системы. На основании этого, для оптимизации расчетов был выбран размер решетки 80×80 узлов.

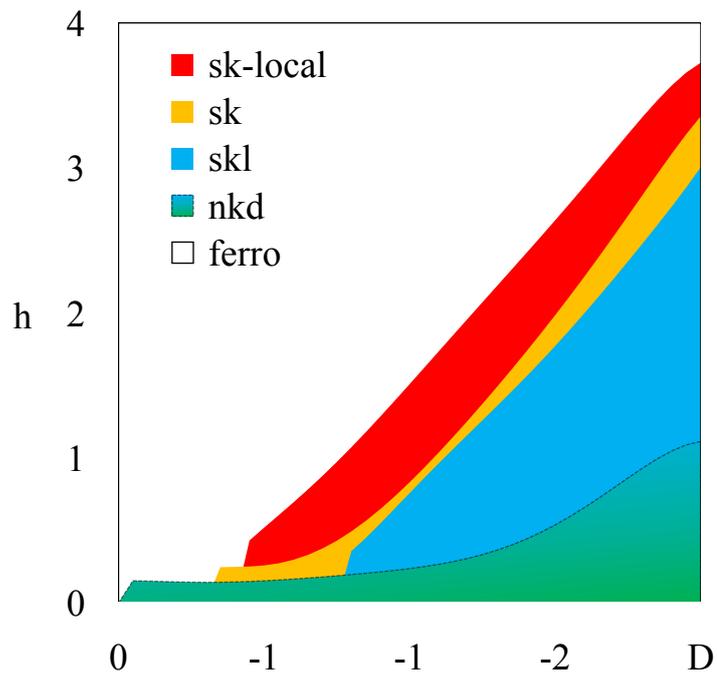
Проанализируем фазовую диаграмму основного состояния ферромагнитного бислоя в отсутствии дефекта (рис. 2.3б) и при наличии дефекта (рис. 2.3в) в плоскости параметров $D \in (0.0, -2.0)$ и $h \in (0.0, 4.0)$.



(a)



(а)



(б)

Рис. 2.3. Фазовая диаграмма основного состояния в плоскости $h - D$: (а) ферромагнитный монослой с взаимодействием Дзялошинского-Мория; ферромагнитный бислой с взаимодействием Дзялошинского-Мория в

первом слое без дефекта (б), с дефектом (в). Зеленый цвет – неколлинеарная доменная структура (nkd). Синий – фаза скирмионной решетки (skl). Желтый – фаза отдельных скирионов (sk). Незакрашенная область – ферромагнитная фаза (ferro). Красная область – скирмионная фаза, локализованная строго под дефектом (sk-local).

В случае ферромагнитного монослоя с взаимодействием Дзялошинского-Мория (рис. 2.3а) фаза скирмионной решетки начинает формироваться при параметрах $D = -0.45$ и $h = 0.2$. Изменяя значение параметра взаимодействия Дзялошинского-Мория в диапазоне $-0.45 > D \geq -2.0$, возрастает значение внешнего магнитного поля, при котором возможно наблюдение фазы скирмионной решетки. При $D = -1.0$, диапазон внешнего магнитного поля h , в пределах которого наблюдается данная фаза, составляет примерно $0.6 < h < 1.5$. При $D = -2.0$, этот диапазон расширяется до $1.7 < h < 3.6$. Значение параметра взаимодействия Дзялошинского-Мория влияет на стабилизацию скирмионных фаз относительно внешнего магнитного поля. При этом наличие ненулевого внешнего магнитного поля является необходимым условием для формирования фазы скирмионной решетки из неколлинеарной доменной структуры. Так же при достаточно больших значениях поля, например для $D = -2.0$ в диапазоне $3.6 < h < 4.0$ (желтый цвет на рисунке 2.3а), фаза решетки скирмионов начинает вырождаться и переходит, характеризующуюся отдельно расположенными скирмионами.

Рассмотрим более подробно процесс перехода фаз при увеличении внешнего магнитного поля на примере среза $D = -1.0$. В области $0.0 \leq h < 0.7$ наблюдается плавный переход из фазы неколлинеарной доменной структуры в фазу скирмионной решетки (рис. 2.4 а-г). В процессе этого перехода неколлинеарные доменные полосы начинают постепенно сужаться по мере увеличения внешнего поля. В результате происходит одновременный рост скирмионной фазы и уменьшение неколлинеарных доменных областей.

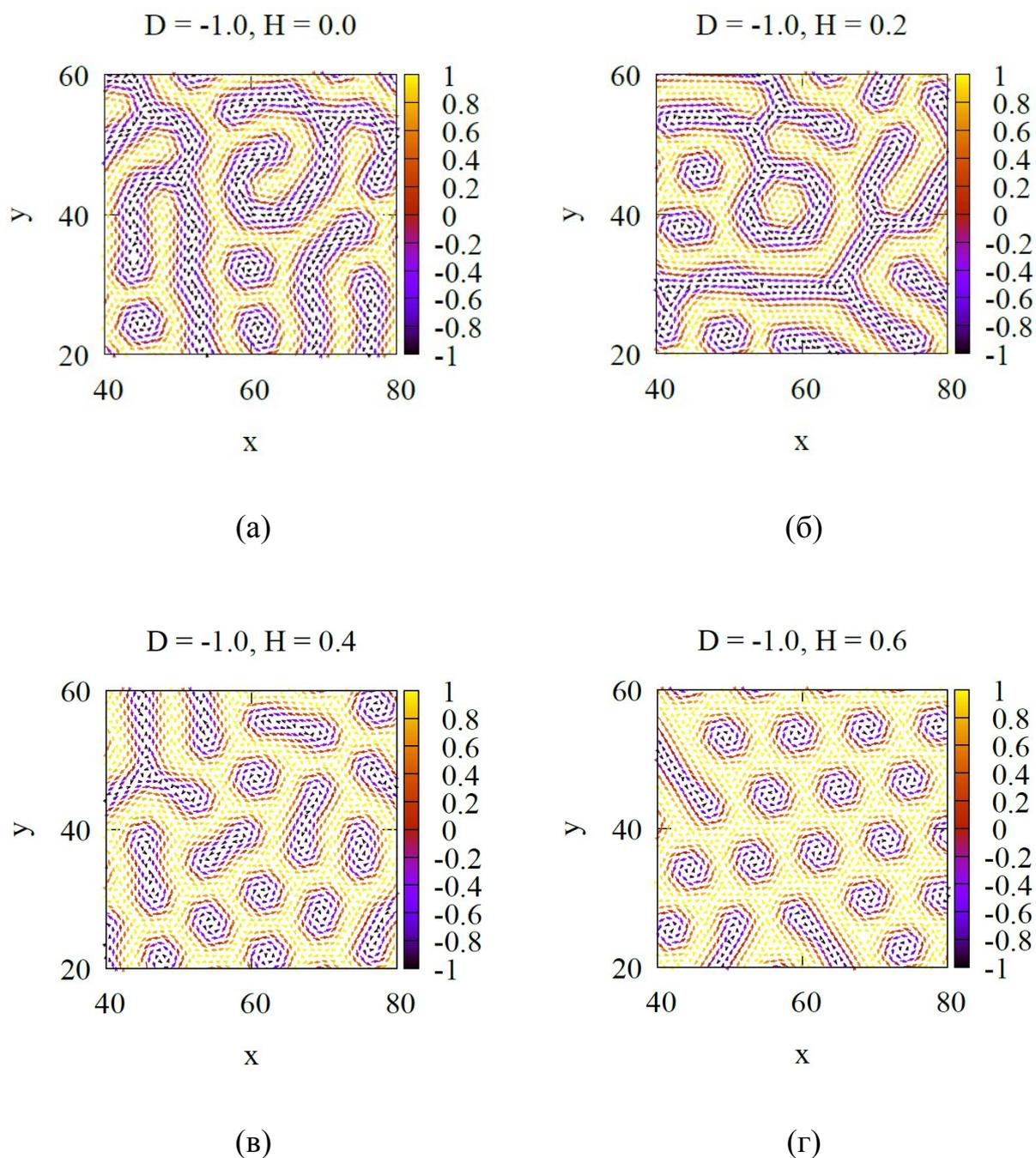


Рис. 2.4. Спиновые конфигурации основного состояния ферромагнитного монослоя с взаимодействием Дзялошинского-Мория в отсутствии дефекта при $D = -1.0$. (а) $h = 0.0$, (б) $h = 0.2$, (в) $h = 0.4$, (г) $h = 0.6$.

В диапазоне $0.7 \leq h < 1.5$ наблюдается формирование фазы скирмионной решетки. В этом диапазоне с ростом значения внешнего магнитного поля уменьшается размер скирмиона (рис. 2.5). Особенно стоит

отметить, что в диапазоне $0.7 \leq h \leq 1.2$ одновременно с уменьшением радиуса скирмиона происходит увеличение плотности упаковки скирмионной решетки. При $h > 1.2$ внешнее поле начинает частично разрушать упорядоченность скирмионов, в результате плотность упаковки решетки начинает уменьшаться.

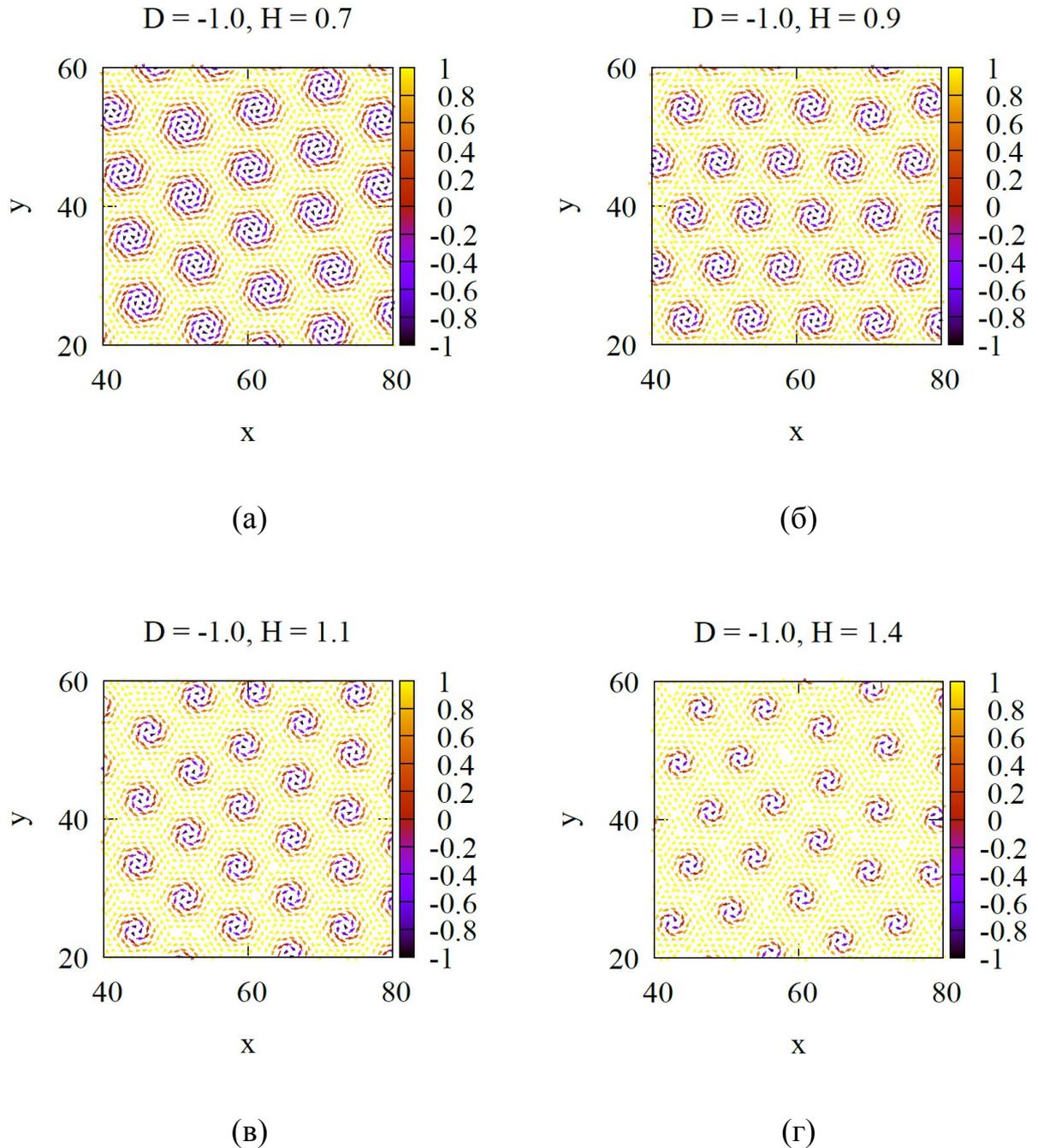


Рис. 2.5. Спиновые конфигурации основного состояния ферромагнитного

монослоя с взаимодействием Дзялошинского-Мория в отсутствии дефекта при $D = -1.0$. (а) $h = 0.7$, (б) $h = 0.9$, (в) $h = 1.1$, (г) $h = 1.4$.

В области $1.5 \leq h < 1.7$ (рис. 2.6) внешнее магнитное поле разрушает упорядоченность скирмионной решетки, что приводит к переходу в фазу с отдельными скирмионами. При $h > 1.6$ поле полностью подавляет формирование скирмионов, и происходит переход в ферромагнитную фазу. Аналогичная картина наблюдается и при других значениях параметра D в диапазоне $\in(-2.0, -0.5)$.

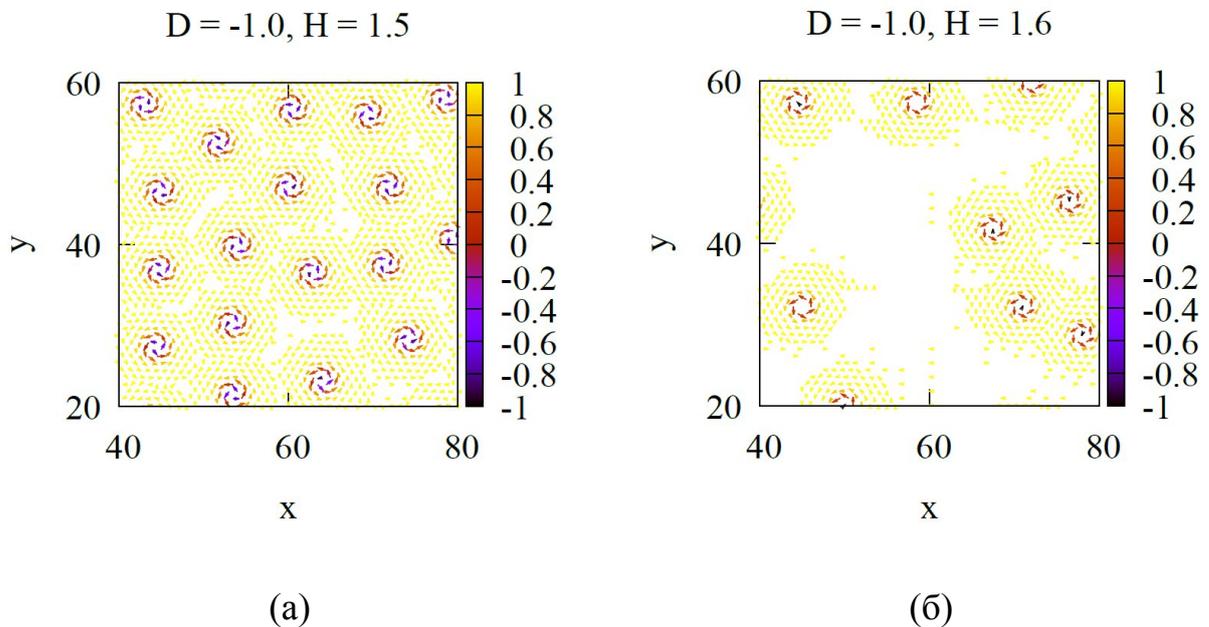


Рис. 2.6. Спиновые конфигурации основного состояния ферромагнитного монослоя с взаимодействием Дзялошинского-Мория в отсутствии дефекта при $D = -1.0$. (а) $h = 1.5$, (б) $h = 1.6$.

§2.3. Топологический заряд ферромагнитной пленки с конкурирующими взаимодействиями

С помощью программного пакета OOMMF был выполнен расчет вклада каждой элементарной ячейки в топологический заряд методикой Берга-Люшера [107, 108] для различных конфигураций в рассматриваемом

диапазоне конкурирующих взаимодействий. Этот метод позволяет точно определить количество скирмионов в фазах, характеризующихся наличием только скирмионов. На рисунке 2.7 представлена зависимость модуля суммарного топологического заряда конфигураций от величины внешнего поля при различных параметрах D . Сплошной линией показаны области, в которых наблюдается фаза скирмионной решетки.

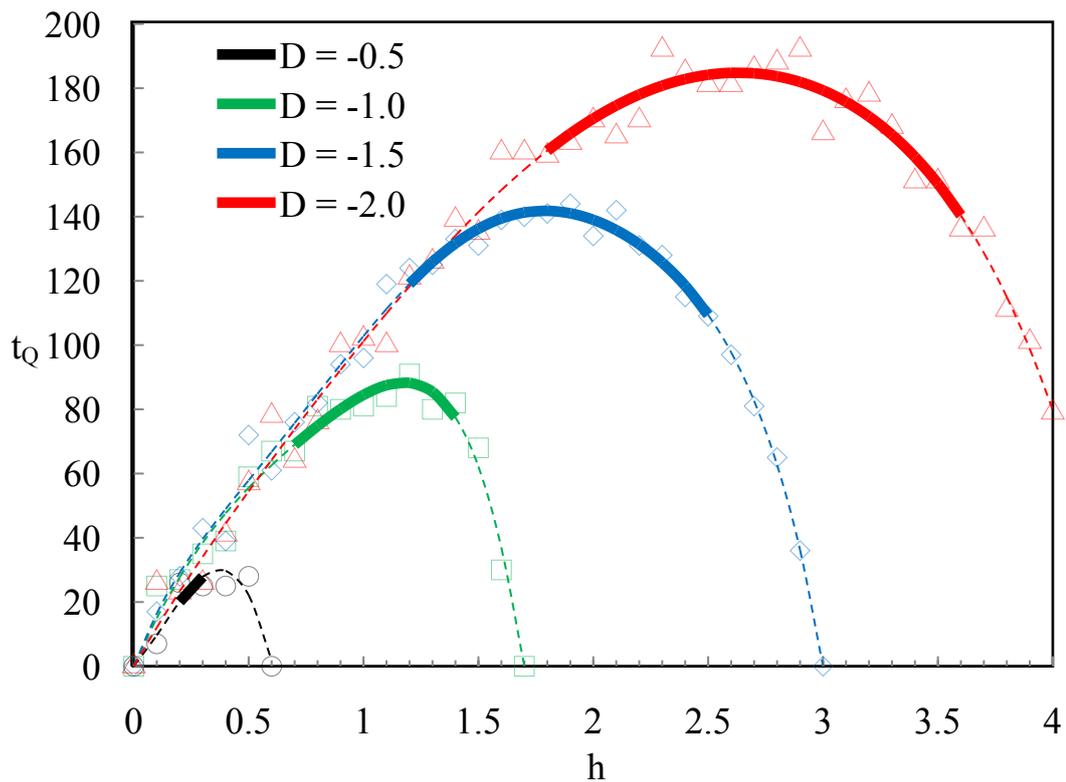


Рис. 2.7. График зависимости суммарного топологического заряда t_Q от внешнего магнитного поля h для ферромагнитного монослоя с взаимодействием Дзялошинского-Мория, размер решетки 80×80 . При различных параметрах D .

Из графика видно, что в области существования фазы скирмионной решетки максимальная плотность упаковки достигается при определенном значении внешнего магнитного поля. Например, при $D = -2.0$ (в случае монослоя) максимальная плотность упаковки достигается в диапазоне

значений внешнего магнитного поля $2.2 < h < 3.0$, при $h < 2.2$ количество скирмионов на решетке определяется размером одиночного скирмиона, при этом плотность упаковки сохраняется в области $1.8 < h < 3.0$. При $h > 3.0$ размер скирмиона значительно меньше, но снижение плотности обусловлено частичным разрушением упорядочения под действием внешнего магнитного поля.

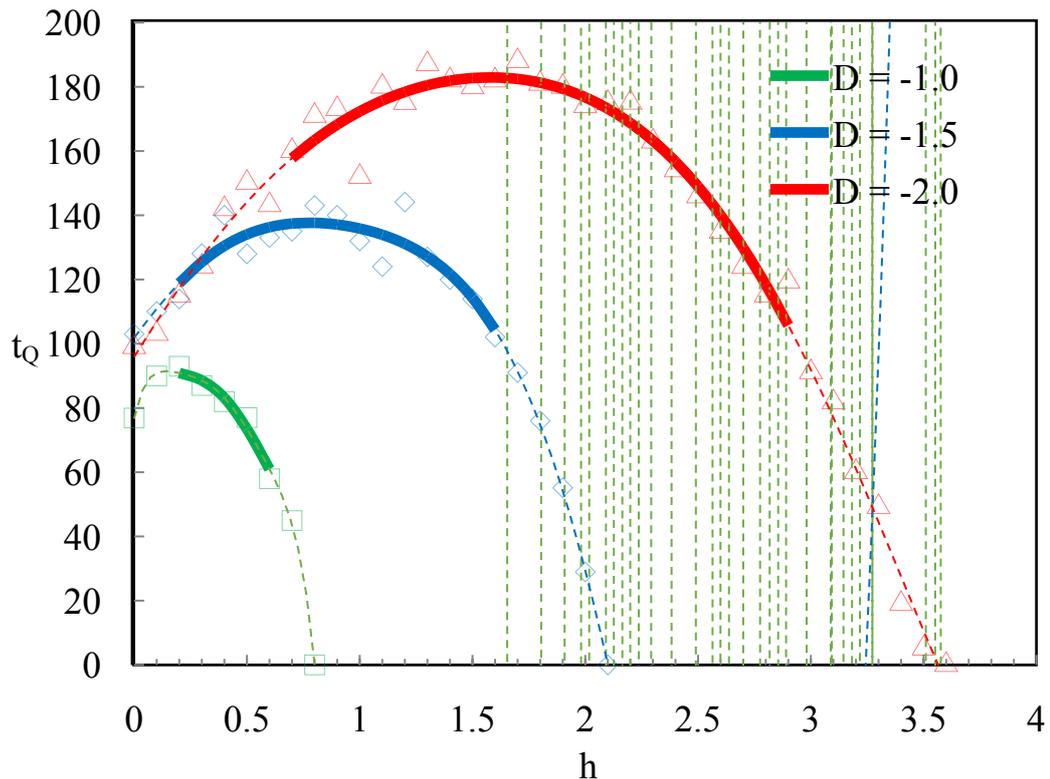
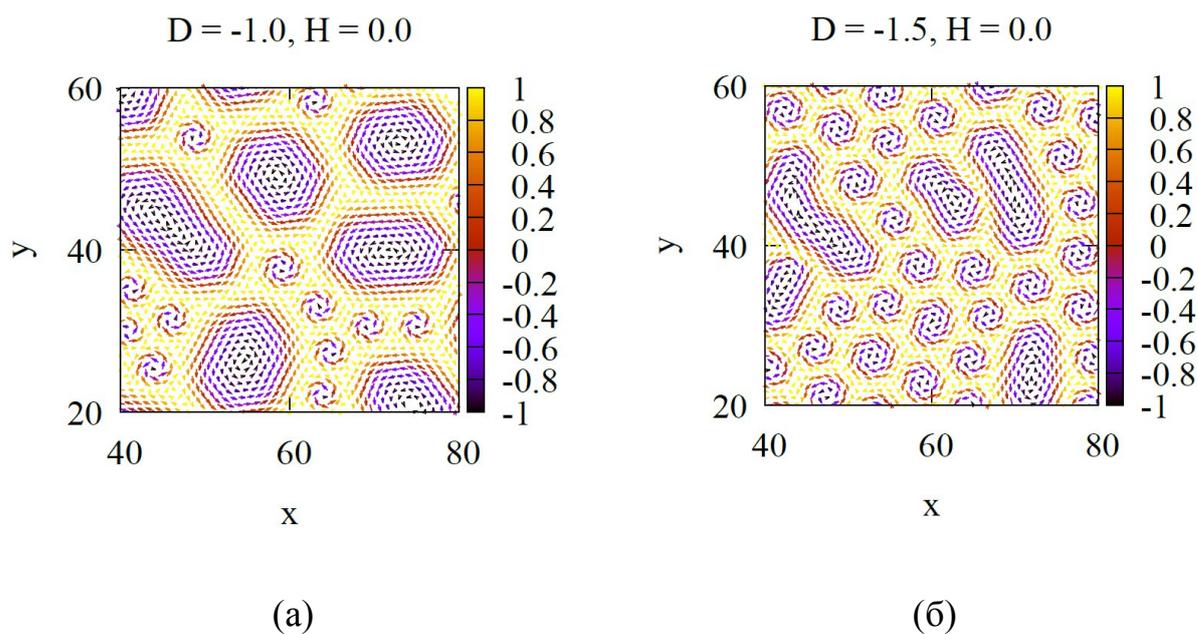


Рис. 2.8. График зависимости суммарного топологического заряда t_Q от внешнего магнитного поля h для бислоя, размер решетки 80×80 . При различных параметрах D .

Для бислоя расположение фаз на диаграмме 2.3(б) смещаются в область меньших полей в сравнение с диаграммой 2.3(а). Например, для среза $D = -1.5$, для случая на рис.2.3(б), скирмионная фаза и фаза решетки скирмионов наблюдаются в диапазоне внешнего магнитного поля $h \in (1.7, 1.8)$ и $h \in (0.5, 1.6)$ соответственно, тогда как для случая на рис. 2.3(а) эти же фазы наблюдаются

при $h \in (2.6, 2.9)$ и $h \in (1.2, 2.5)$. Формирование фазы решетки скирмионов начинается при больших значениях взаимодействия $D = -0.8$. Таким образом, дополнительный ферромагнитный слой усиливает влияние внешнего магнитного поля и тем самым формирование фаз происходит при меньших внешних магнитных полях. На графике 2.8 наглядно продемонстрировано смещение распределения суммарного топологического заряда конфигураций в сторону меньших полей. При этом не происходит значительного изменения плотности упаковки для фазы скирмионной решетки (в сравнении с рис. 2.7).

Из рисунка 2.8 видно, что при нулевом внешнем магнитном поле модуль суммарного топологического заряда отличен от нуля для $|D| \in (1.0, 2.0)$. Второй ферромагнитный слой выступает в качестве дополнительного вклада во внешнее магнитное поле, следовательно, в фазе pkd формирование скирмионов начинается при нулевом внешнем магнитном поле. На рисунке 2.9 для параметров $D = -1.0, -1.5, -2.0$ показаны спиновые конфигурации основного состояния при нулевом внешнем магнитном поле.



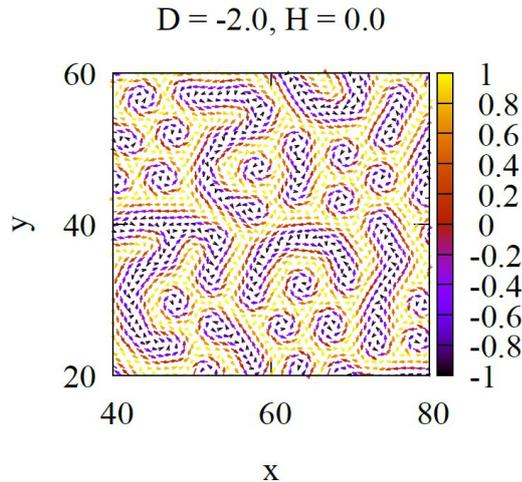


Рис. 2.9. Спиновые конфигурации основного состояния ферромагнитного монослоя с взаимодействием Дзялошинского-Мория в отсутствие дефекта при $h = 0.0$. (а) $D = -1.0$, (б) $D = -1.5$, (в) $D = -2.0$.

Результаты расчетов спиновых конфигурации основного состояния позволяют сделать следующий вывод. Наличие дополнительного слоя в ферромагнитном бислое (рис. 2.3б) приводит к усилению влияния внешнего магнитного поля на наблюдаемые фазы в первом слое, в частности, к подавлению скирмионной фазы в области больших полей (бислоем в сравнении с монослоем). Таким образом, наличие дефекта во втором слое может способствовать локальному ослаблению вклада внешнего поля из-за отсутствия магнитных ионов и приводит к образованию неколлинеарных структур в области, ограниченной под дефектом (рис. 2.3в, красный цвет).

§2.4. Локализация скирмионных фаз в ферромагнитной пленке с конкурирующими взаимодействиями

Для того чтобы определить влияние дефекта на формирование спиновых структур в области под дефектом рассмотрим основное состояние спиновой конфигурации при малом $D = -0.5$ и большом $D = -1.5$ значениях

параметра Дзялошинского-Мория, в диапазоне магнитных полей, при которых наблюдается локализация неколлинеарной спиновой структуры строго под дефектом. На рисунках 2.10, 2.11 и 2.12 представлены конфигурации основного состояния при $D = -0.5$, $h \in (0.1, 0.5)$ и разных диаметрах дефекта $d = 10, 20, 30$ узлов решетки.

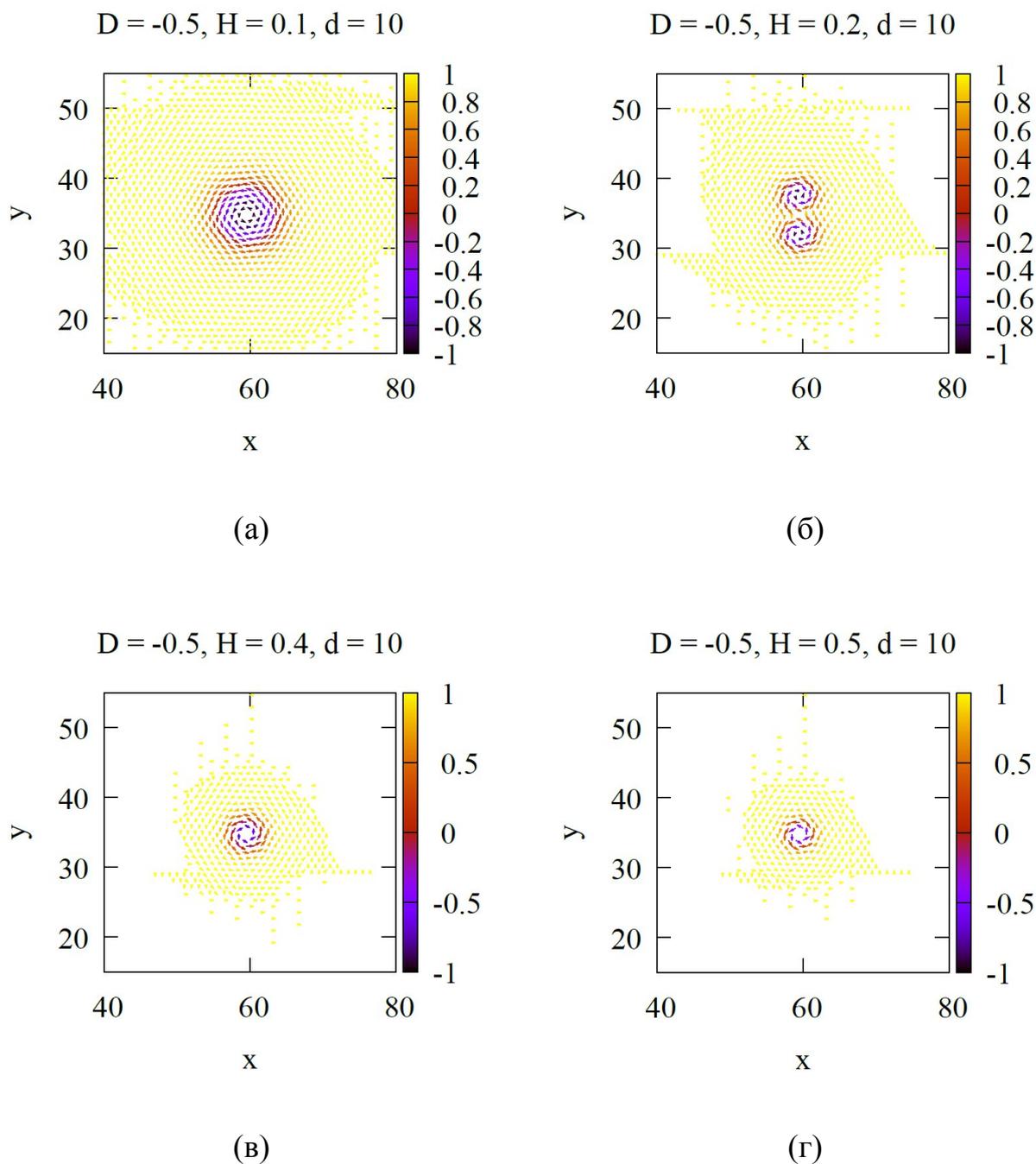


Рис. 2.10. Спиновые конфигурации основного состояния ферромагнитного

монослоя с взаимодействием Дзялошинского-Мория с дефектом диаметром $d = 10$ узлов решетки. При $D = -0.5$. (а) $h = 0.1$, (б) $h = 0.2$, (в) $h = 0.4$, (г) $h = 0.5$.

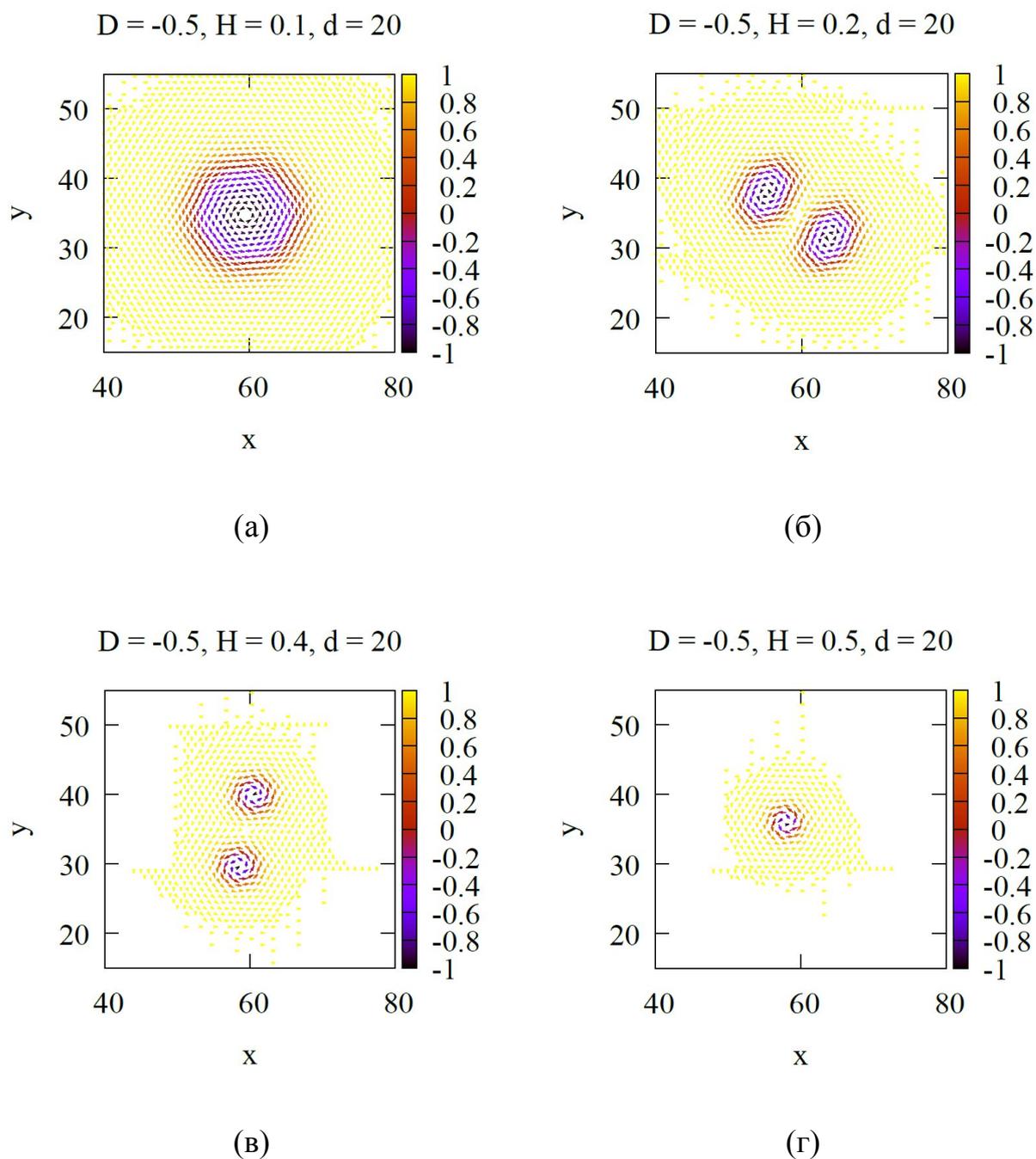


Рис. 2.11. Спиновые конфигурации основного состояния ферромагнитного монослоя с взаимодействием Дзялошинского-Мория с дефектом диаметром

$d = 20$ узлов решетки. При $D = -0.5$. (а) $h = 0.1$, (б) $h = 0.2$, (в) $h = 0.4$, (г) $h = 0.5$.

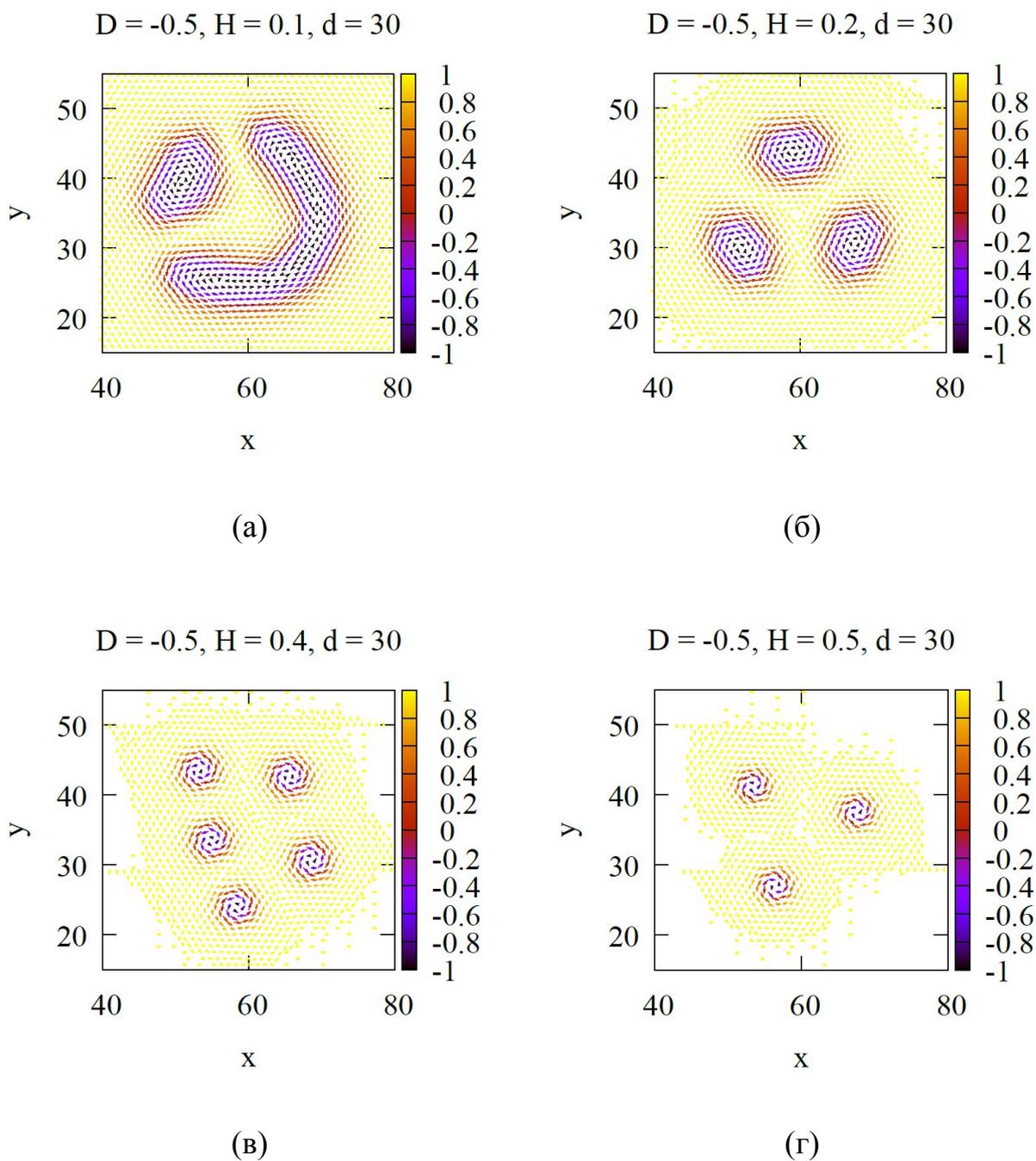
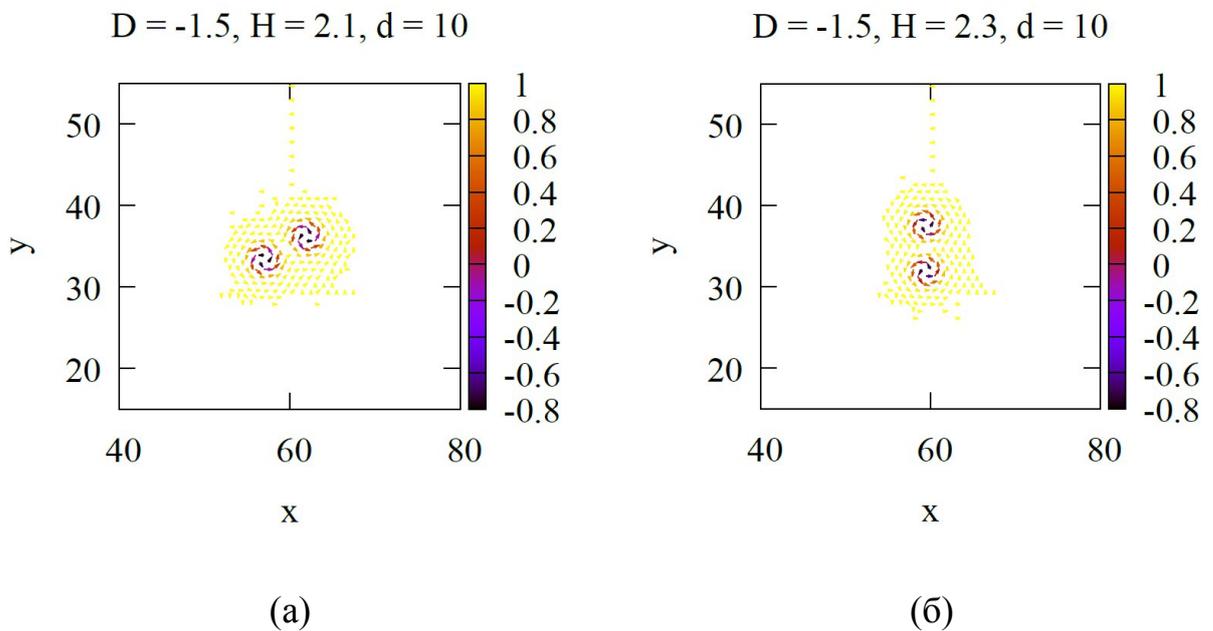


Рис. 2.12. Спиновые конфигурации основного состояния ферромагнитного монослоя с взаимодействием Дзялошинского-Мория с дефектом диаметром $d = 30$ узлов решетки. При $D = -0.5$. (а) $h = 0.1$, (б) $h = 0.2$, (в) $h = 0.4$, (г) $h = 0.5$.

0.5.

Как видно из рисунков, дефект во втором слое локализует скирмионы строго под дефектом на первом слое. В этой области увеличение внешнего магнитного поля $0.1 \leq h \leq 0.5$ сопровождается уменьшением диаметра скирмиона при неизменном диаметре дефекта. Размер дефекта влияет на количество наблюдаемых скирмионов в области под дефектом, например, при $h = 0.4$ и $D = -0.5$ для диаметра дефекта 30 (рис. 2.12в) узлов решетки количество скирмионов соответствует 5, для $d = 20$ и $d = 10$ количество скирмионов 2(рис. 2.11в) и 1(рис. 2.10в) соответственно.

В диапазоне значений параметров $D = -1.5$ и величин внешнего магнитного поля $2.1 \leq h \leq 2.8$ (что соответствует локализации скирмионов в области под дефектом), диаметр дефекта так же влияет только на количество наблюдаемых скирмионов. Например, рис. 2.13 – 2.15 (а).



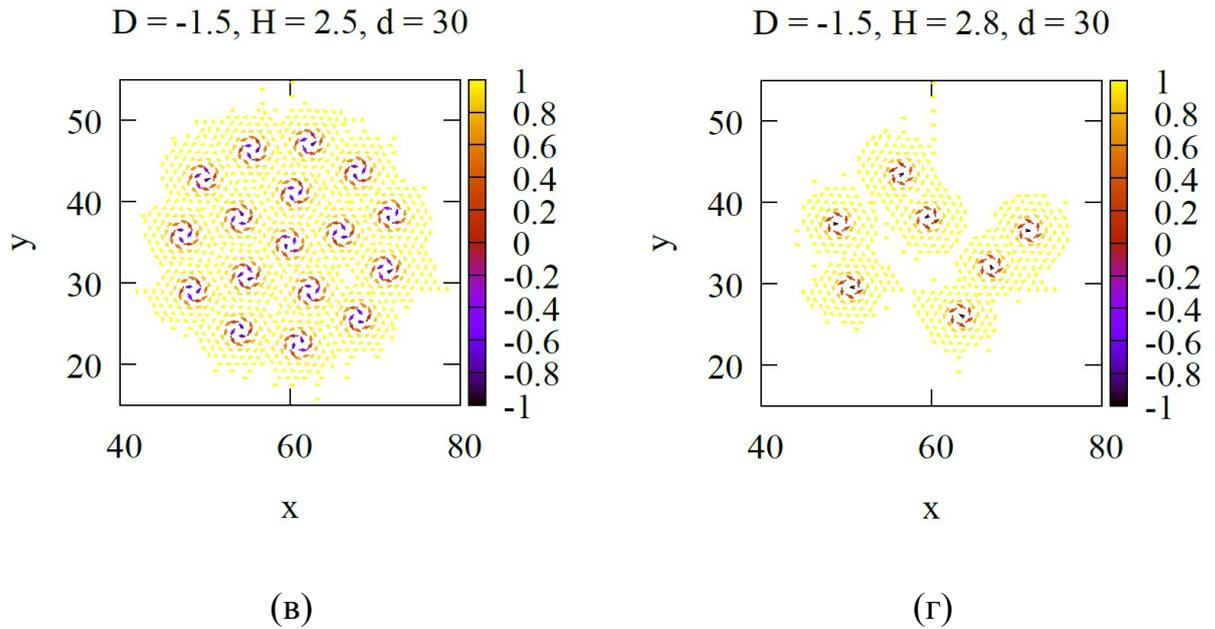


Рис. 2.15. Спиновые конфигурации основного состояния ферромагнитного монослоя с взаимодействием Дзялошинского-Мория с дефектом диаметром $d = 30$ узлов решетки. При $D = -1.5$. (а) $h = 2.1$, (б) $h = 2.3$, (в) $h = 2.5$, (г) $h = 2.8$.

Конкуренция обменного взаимодействия, взаимодействия Дзялошинского-Мория и внешнего магнитного поля приводит к формированию скирмионов в области под дефектом, при этом размер дефекта оказывает определяющее влияние на количество скирмионов в области под дефектом. Условие формирования одиночного скирмиона сводится к подбору дефекта такого размера, чтобы он был сопоставим с диаметром отдельного скирмиона, который наблюдается при различных параметрах конкурирующих взаимодействий в отсутствие дефекта на монослое.

Вывод к главе

Полученные в данной главе фазовые диаграммы для ферромагнитной монослойной и бислойной пленок без учета дефекта демонстрируют влияние дополнительного ферромагнитного слоя на формирование скирмионных фаз в основном состоянии. В частности, смещение наблюдаемых фаз (для монослоя) происходит в область меньших диапазонов внешнего поля (для бислоя). Учет второго слоя способствует усилению влияния внешнего магнитного поля (бислой в сравнении с монослоем) и тем самым формирование фаз происходит при меньших полях и при больших параметрах Дзялошинского-Мория.

Учет дефекта во втором ферромагнитном слое способствует формированию скирмионов в области, локализованной под дефектом (на фазовой диаграмме 2.3в строго в области, отмеченной красным цветом), тогда как в областях вне дефекта магнитное поле становится доминирующим в конкуренции взаимодействия, что приводит к ферромагнитному упорядочению.

Скирмионы в области под дефектом образуются в результате конкуренции ферромагнитного взаимодействия, взаимодействия Дзялошинского-Мория и внешнего магнитного поля, а размер дефекта влияет только на количество наблюдаемых скирмионов. Условие формирования одиночного скирмиона сводится к подбору дефекта такого размера, чтобы он был сопоставим с диаметром отдельного скирмиона, который наблюдается при различных параметрах конкурирующих взаимодействий в отсутствие дефекта на монослое.

Глава 3. Формирование скирмионов в модели магнитоэлектрического бислоя с дефектом.

В главе рассматривается модель бислойной магнитоэлектрической пленки с однородным и неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием. Первый слой представляет собой пленку с конкурирующим обменным ферромагнитным взаимодействием и плоскостным взаимодействием Дзялошинского-Мория. Второй – представляет собой сегнетоэлектрический слой с двумя типами дефектов – микроструктурный дефект типа «отверстия» и обменно-редуцированный дефект. Связь между подсистемами осуществляется через магнитоэлектрическое взаимодействие, интенсивность которого характеризуется параметром J^{mf} .

Показано, что наличие структурного дефекта в виде отверстия в сегнетоэлектрическом слое позволяет локализовать скирмионы в ферромагнитном слое в области непосредственно под дефектом.

При подготовке данного раздела диссертации были использованы следующие публикации, выполненные лично автором или в соавторстве, в которых отражены основные результаты, положения и выводы исследования [109]. Вклад автора в [109] является определяющим. Автор принимал активное участие в проведении основных модельных расчетов, построении фазовых диаграмм, графиков зависимости, анализе и интерпретации результатов.

§3.1. Модель магнитоэлектрической пленки

В общем виде гамильтониан рассматриваемой системы имеет следующий вид:

$$H = H_{def} + H_{wd} + H_{int} \# (3.1)$$

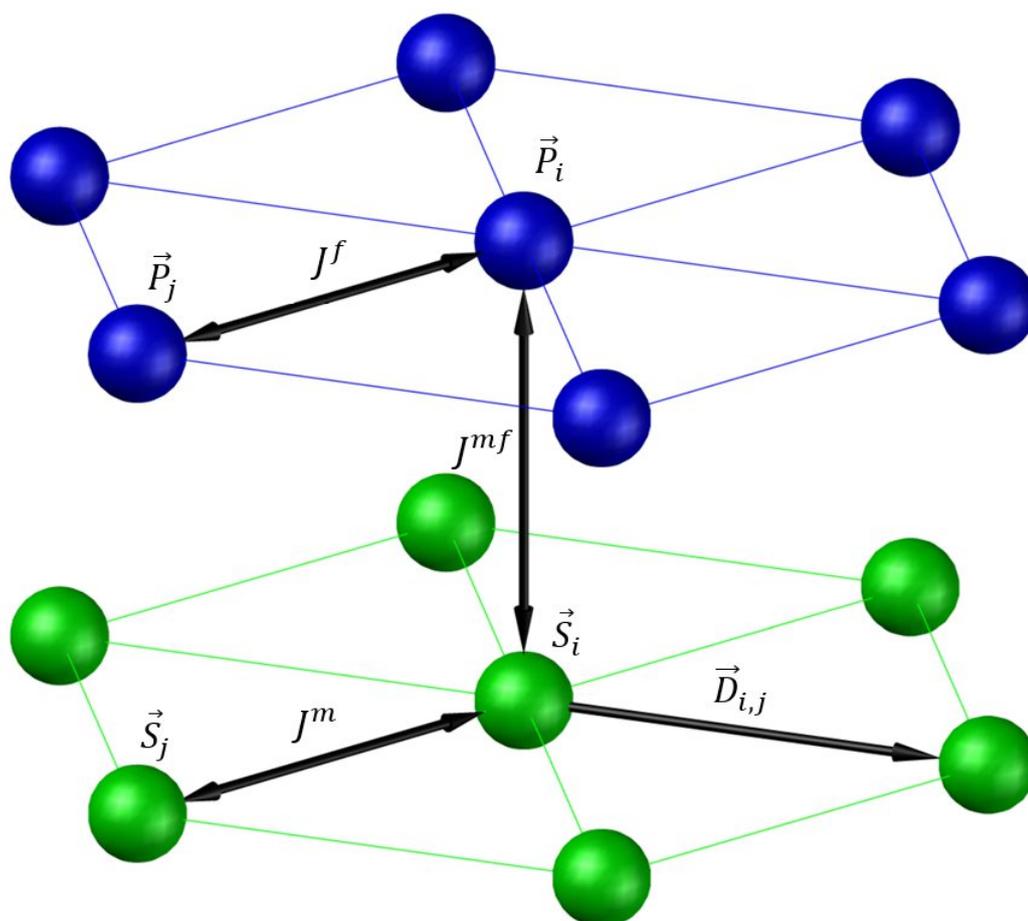


Рис. 3.1. Схема модели магнитоэлектрической пленки. Зеленым цветом обозначены узлы нижнего слоя с ферромагнитным обменным взаимодействием и плоскостным взаимодействием Дзялошинского-Мория. Синим цветом, обозначены изинговские поляризации верхнего слоя, связанные с нижним слоем магнитоэлектрическим взаимодействием.

H_{def} – гамильтониан, описывающий энергетическую зависимость взаимодействия между поляризациями в сегнетоэлектрическом слое с учетом

поверхностного дефекта. В частности, рассматривались два типа дефекта, которые описываются следующим образом

$$H_{def} = -\frac{1}{2}J^f \sum_{i,j} G_{ij}^\alpha \vec{P}_i \vec{P}_j, \# (3.2)$$

$$G_{ij}^1 = 1 + \tanh\left(\frac{2K_{ij} - d}{2\vartheta}\right), \# (3.3)$$

$$G_{ij}^2 = 1 - \alpha \cdot \exp\left(-\frac{K_{ij}^2}{\beta^2}\right), \# (3.4)$$

где $J^f > 0$ — константа взаимодействия между поляризациями \vec{P}_i и ближайшими соседями \vec{P}_j в узлах треугольной решетки. ϑ характеризует ширину области редукции параметра J^f . Для модели дефекта (3.3) $\vartheta \rightarrow 0$, что соответствует резкому изменению параметра ферроэлектрического взаимодействия J^f от J_0 до 0 при достижении границы дефекта, $J_0 = 1$. d — определяет диаметр дефекта, измеряемый в узлах решетки. Выражения (3.3) и (3.4) K_{ij} характеризуют отрезок между центром дефекта и двумя ближайшими взаимодействующими поляризациями. Длина отрезка K_{ij} определяется по следующей формуле

$$K_{ij} = \left| \frac{\vec{r}_i + \vec{r}_j}{2} - \vec{r}_q \right|, \# (3.5)$$

где \vec{r}_q — радиус-вектор, определяющий положение центрального узла дефекта; \vec{r}_i, \vec{r}_j — радиус-вектора узлов решетки i и ближайших соседних узлов j соответственно. В результате, если $2K_{ij} > d$, то $J^f \rightarrow J_0$, иначе $J^f \rightarrow 0$. На рисунке (3.2) изображена принципиальная схема расчета длины отрезка K_{ij} .

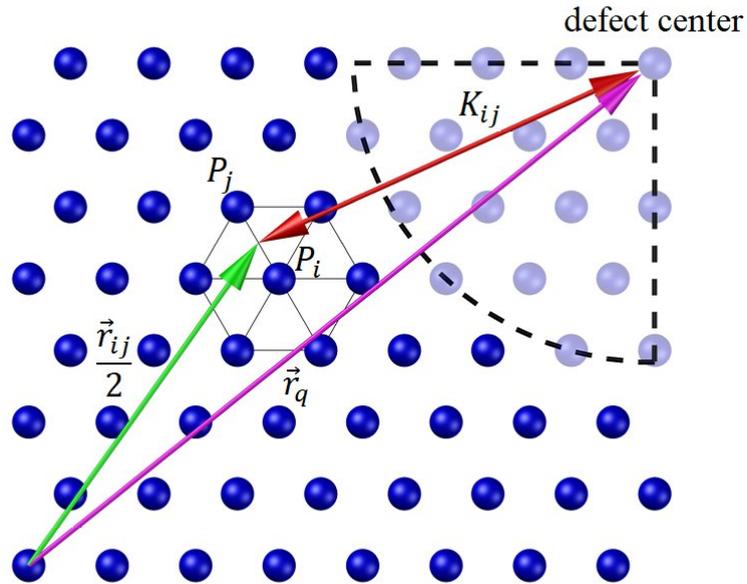


Рис. 3.2. Схема расчета длины для отрезка K_{ij} . Вектор $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i + \vec{r}_j$.

Дефект во втором случае описывается выражением (3.4), где

$$\alpha = 1 - \frac{J_d}{J_0}, \# (3.6)$$

α – сила ферроэлектрической обменной модификации, определяет диапазон изменения параметра $J^f = J_0$ вне дефекта, на бесконечности, до центра дефекта J_d , параметра ферроэлектрического взаимодействия в центре дефекта $J_d = 0$. β – ширина обменной модификации, которая определяет размер переходной зоны (см. рис.3.3б). Дефект, задаваемый выражением $G_{i,j}^2$, является обменно-редуцированным.

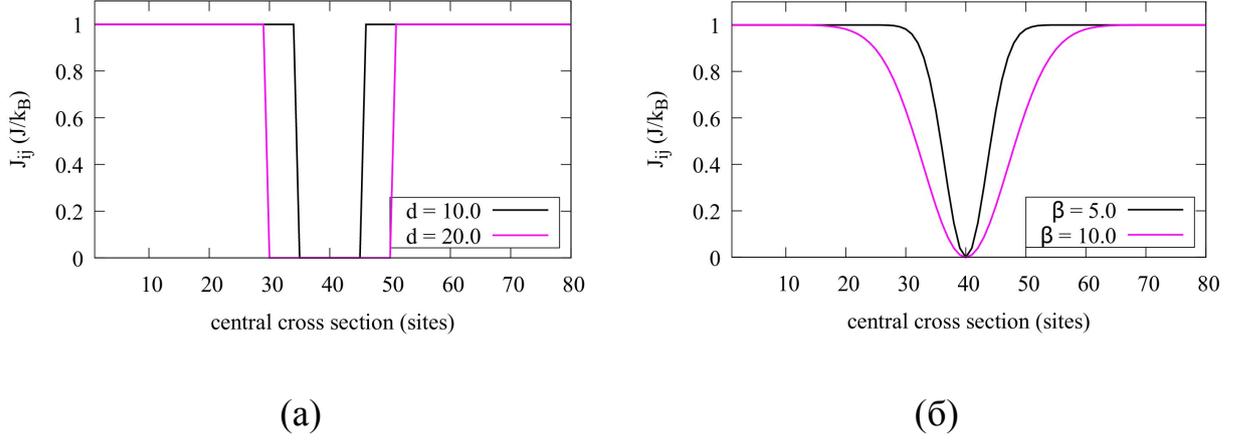


Рис. 3.3. (а) График зависимости ферроэлектрического обменного взаимодействия в области дефекта G_{ij}^1 от положения центра дефекта и диаметра дефекта (центр дефекта $\vec{r}_q = (40;40)$, диаметр дефекта $d = 10$ узлов решетки, черная линия, диаметр дефекта $d = 20$ узлов решетки, пурпурная линия) (б) G_{ij}^2 (центр дефекта $\vec{r}_q = (40;40)$, размер переходной зоны $\beta = 5$ – черная линия, размер переходной зоны $\beta = 10$ – фиолетовая линия)

Гамильтониан второго монослоя с обменным ферромагнитным взаимодействием и взаимодействием Дзялошинского-Мория имеет вид

$$H_{wd} = -J^{fm} \sum_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j - \sum_{ij} \vec{D}_{ij} [\vec{S}_i \times \vec{S}_j], \# (3.7)$$

здесь первый член описывает ферромагнитное обменное взаимодействие, J^{fm} – параметр ферромагнитного взаимодействия между спинами \vec{S}_i с его ближайшими соседями \vec{S}_j в узлах треугольной решетки, которое принимается равным $J^{fm} = J_0 = 1$ для всех соседних пар в плоскости монослоя. Сумма берется по ближайшим соседним парам спинов. Второй член в (3.7) описывает плоскостное взаимодействие Дзялошинского-Мория.

Интерфейсное взаимодействие и внешнее магнитное поле задаются третьим членом H_{int} в гамильтониане (3.1):

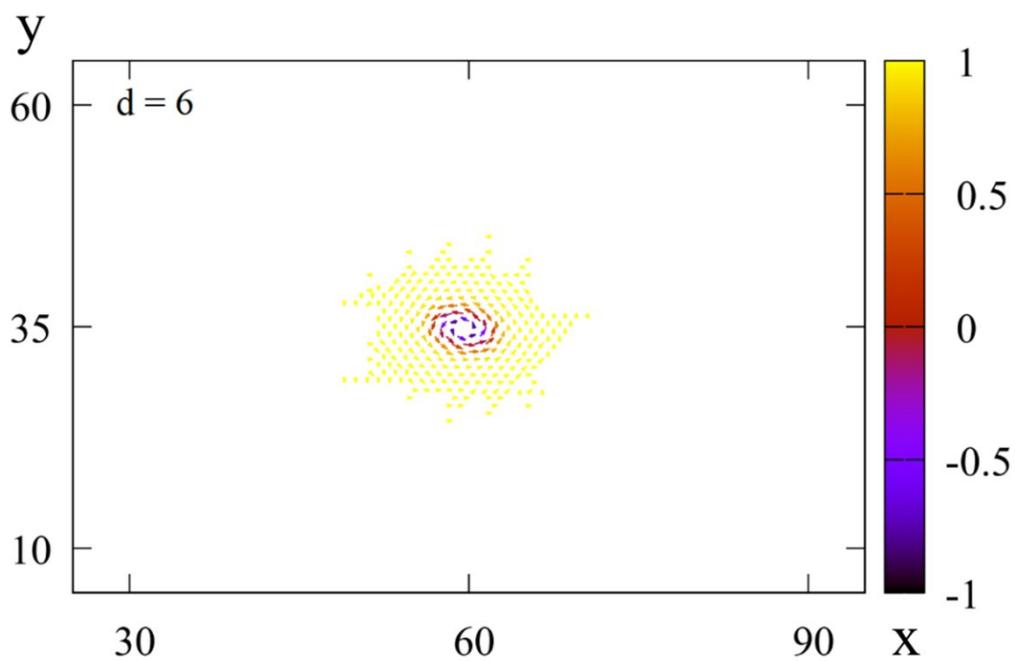
$$H_{int} = -J^{mf} \sum_{i,j,k} P_k^z \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \vec{h} \sum_i \vec{S}_i \quad (3.8)$$

\vec{P}_k — поляризация на сегнетоэлектрическом слое, тогда как \vec{S}_i и \vec{S}_j принадлежат ферромагнитному слою. J^{mf} – параметр магнитоэлектрической связи, $J^{mf} = 0$ для спинов в области дефекта, описываемого выражением (3.3). Отметим, что первый член в выражении (3.8) описывает однородное магнитоэлектрическое взаимодействие. На каждый спин на втором слое действует внешнее магнитное поле \vec{h} , приложенное перпендикулярно плоскости магнитоэлектрического бислоя.

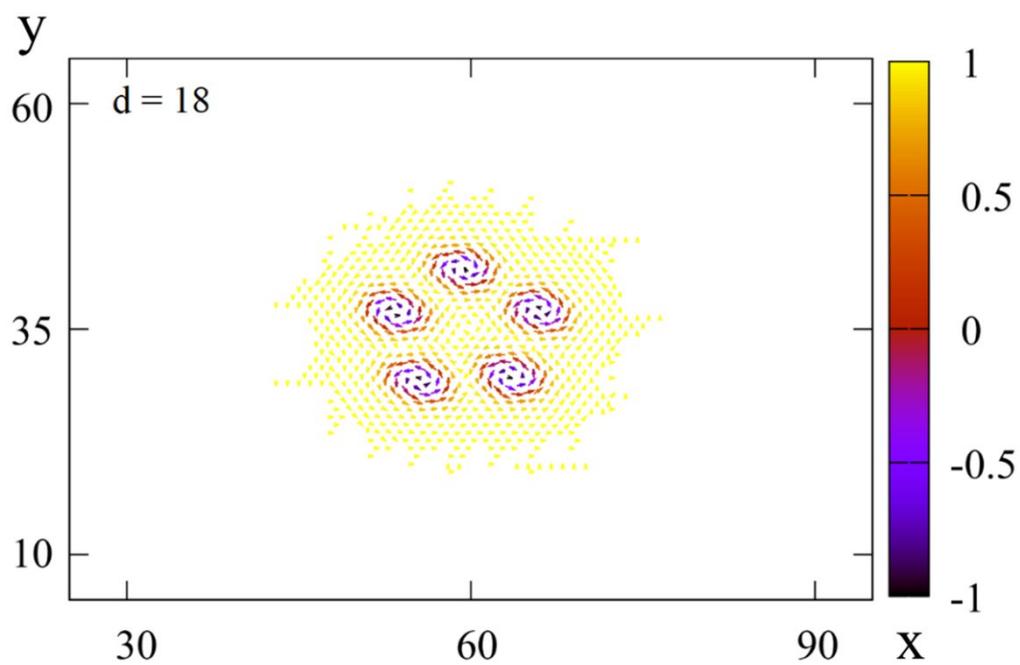
§3.2. Основное состояние магнитоэлектрической пленки с однородным магнитоэлектрическим взаимодействием

В результате расчетов основных состояний в бислойной структуре установлено, что в сегнетоэлектрическом слое наблюдается только ферроэлектрическое упорядочение, скирмионы и решетки скирмионов не образуются. В ферромагнитном слое скирмионы и решетки скирмионов образуются в результате конкуренции обменной энергии, взаимодействия Дзялошинского-Мория, внешнего магнитного поля и магнитоэлектрического взаимодействия. Наличие структурного дефекта в виде отверстия в сегнетоэлектрическом слое приводит к весьма интересному эффекту для второго монослоя, который имеет очевидные перспективы практического применения, поскольку решает актуальную задачу локализации скирмионов в определенных точках. Именно дефект позволяет локализовать скирмионы во втором слое в области непосредственно под дефектом (см. рис. 3.4). При $J^{mf} \in (0.8, 1.5)$ формируется фаза решетки скирмионов, и при увеличении напряженности внешнего магнитного поля или межслоевого взаимодействия скирмионы разрушаются. Как следует из результатов расчетов, при наличии дефекта в первом сегнетоэлектрическом слое в области под дефектом

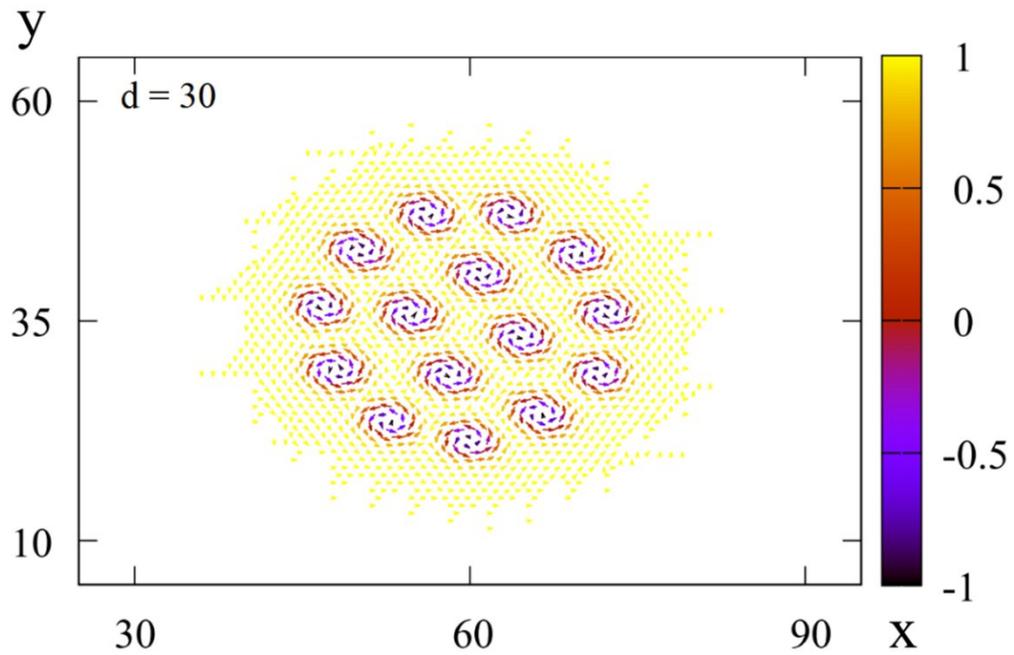
сохраняется скирмионная фаза, в то время как в остальной части магнитного слоя скирмионы исчезают.



(a)



(b)



(в)

Рис. 3.4. Спиновые конфигурации основного состояния второго монослоя при $D = -1.0$, $h = 0.8$ и $J^{mf} = 1.0$ для разных диаметров дефектов типа «отверстие». Белый цвет на графике характеризует выстраивание спинов в узлах строго вдоль поля (в сторону наблюдателя).

Магнитная пленка, взаимодействующая посредством магнитоэлектрического взаимодействия вида (3.8) с сегнетоэлектрической перфорированной пленкой, частично разупорядочена в области значений параметра магнитоэлектрического взаимодействия $J^{mf} \in (0.8, 1.5)$. Это означает, что только в области пленки, расположенной точно под дефектом, существует скирмионная фаза, в то время как в остальной части пленки спины выстраиваются вдоль поля.

Влияние магнитоэлектрического взаимодействия на ферромагнитный монослой приводит к образованию скирмионов при меньших значениях внешнего магнитного поля, но в том же диапазоне взаимодействия Дзялошинского-Мория, поскольку межслоевое взаимодействие выстраивает

спины в соседних слоях параллельно друг другу, поэтому переход из фазы скирмионов в ферромагнитную фазу в пленке без дефекта происходит при меньшем значении внешнего магнитного поля. Дефект в виде отверстия в первом монослое приводит к тому, что в области под дефектом сохраняется фаза скирмионов, тогда как в остальной части пленки фаза скирмионов разрушается и переходит в ферромагнитную фазу. Следует подчеркнуть некоторые особенности влияния диаметра дефекта на образование скирмионов в области дефекта. В частности, наибольший интерес для практического применения представляет зарождение одиночного скирмиона. На рис. 3.5 представлена зависимость диаметра дефекта от плотности скирмионов для параметров системы $D = -1.0$, $h = 0.8$ и $J^{mf} = 1.0$.

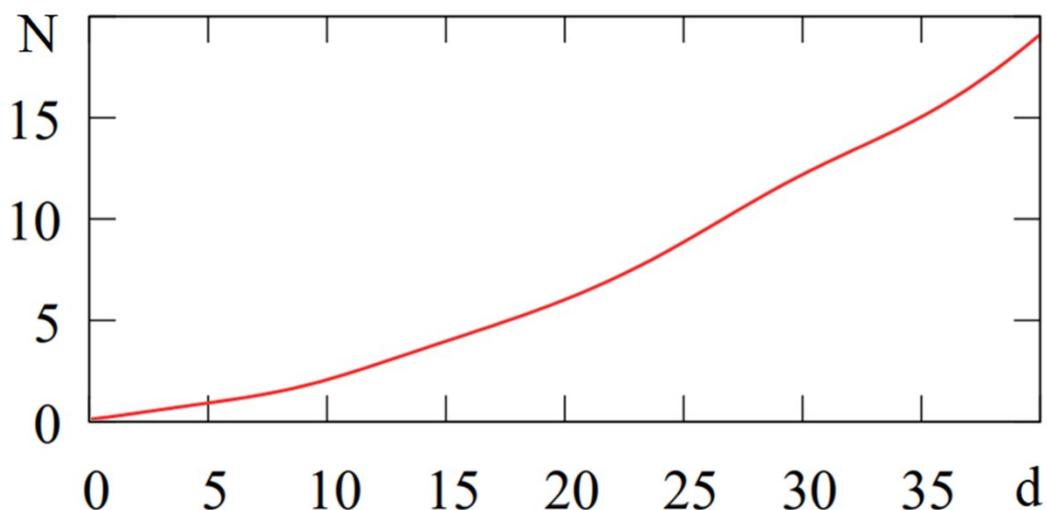
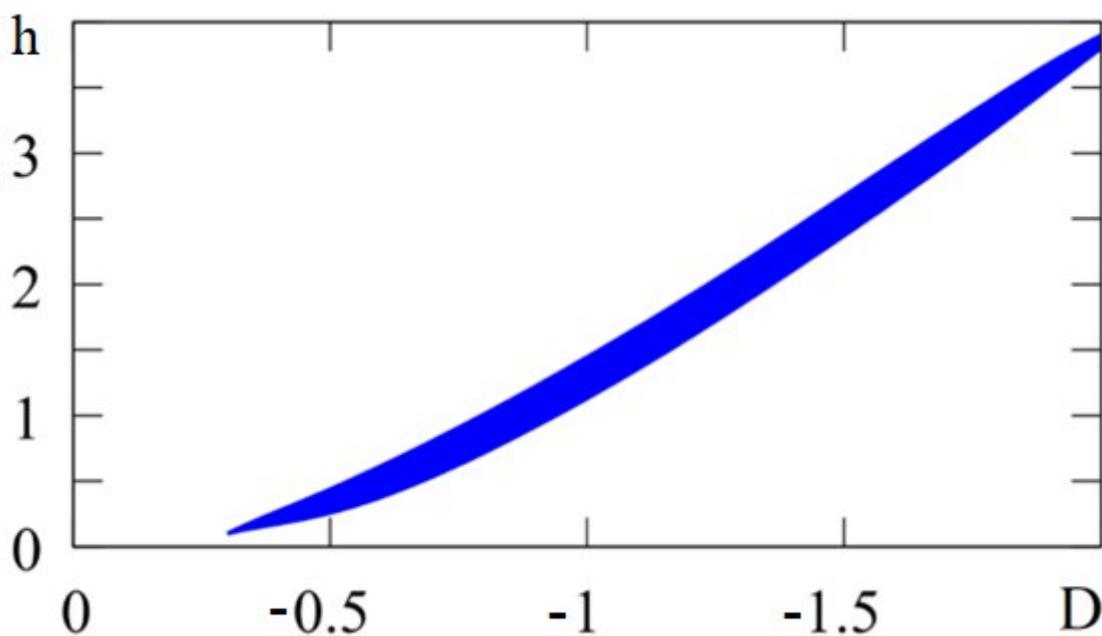


Рис. 3.5. Количество скирмионов, локализованных под дефектом N , в зависимости от диаметра дефекта d . $D = -1.0$, $h = 0.8$, $J^{mf} = 1.0$.

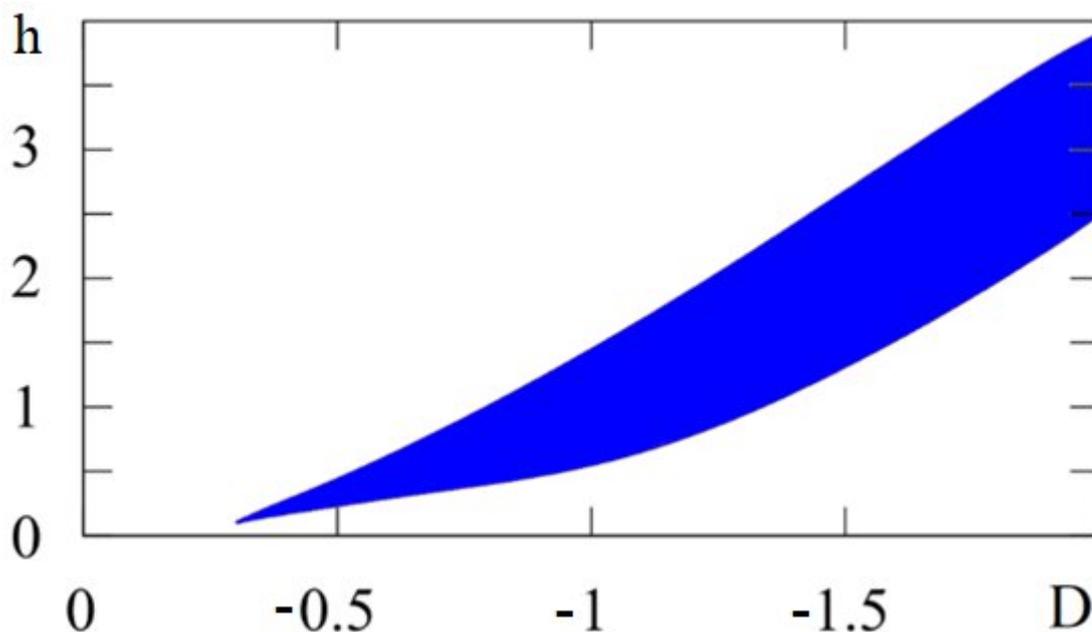
Значение константы $D = -1.0$ выбрано исходя из образования скирмионов при умеренных значениях внешнего поля $h \in (0.2; 1.0)$, величина магнитоэлектрического взаимодействия J^{mf} не влияет на образование скирмионов в области под дефектом, но влияет на их коллапс вне дефекта. Образование одиночного скирмиона под дефектом соответствует диаметру $d \in$

(7;11) узлов решетки, при размере скирмиона 6 – 7 узлов решетки (рис. 3.4а). При значениях $d < 6$ скирмион под дефектом не образуется из-за недостаточной области неоднородности, а при $d > 11$ возможно образование двух и более скирмионов под дефектом. Диаметр дефекта должен быть сопоставим с диаметром отдельного скирмиона при определенных параметрах взаимодействия и напряженности внешнего поля для локализации одиночных скирмионов в области под дефектом.

Фазовые диаграммы в координатах $h - |D|$, представленные на рис. 3.6, позволяют сделать вывод о том, что величина магнитоэлектрического взаимодействия оказывает сильное влияние на область существования скирмионных фаз под дефектом.



(a)

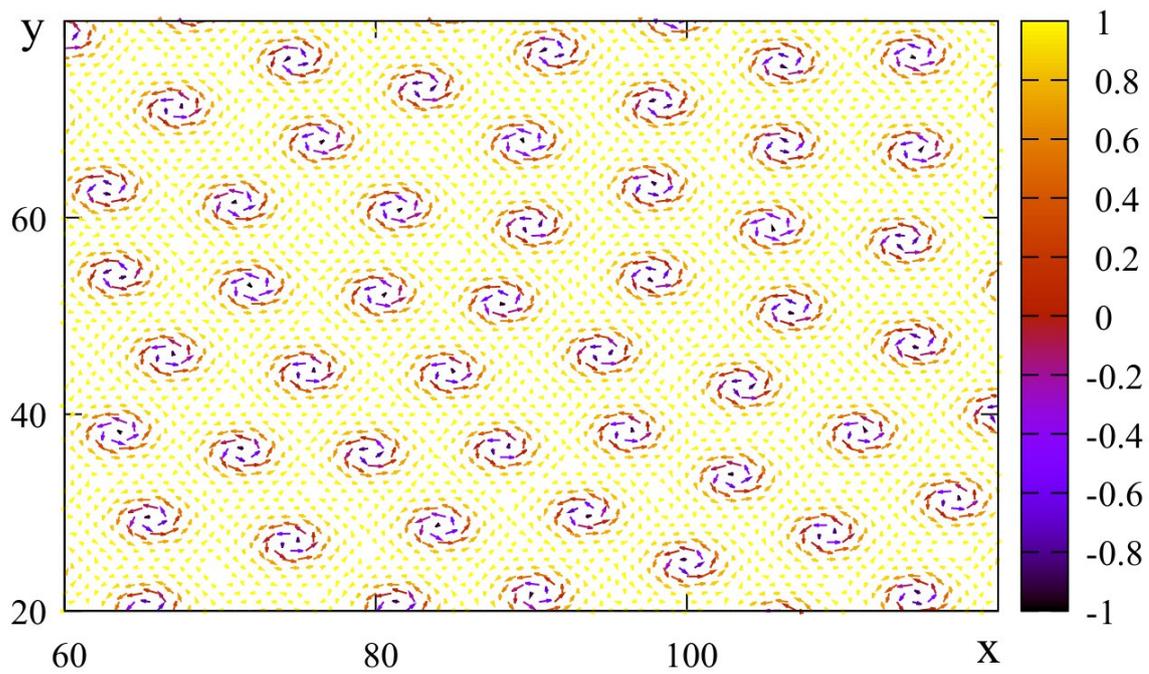


(б)

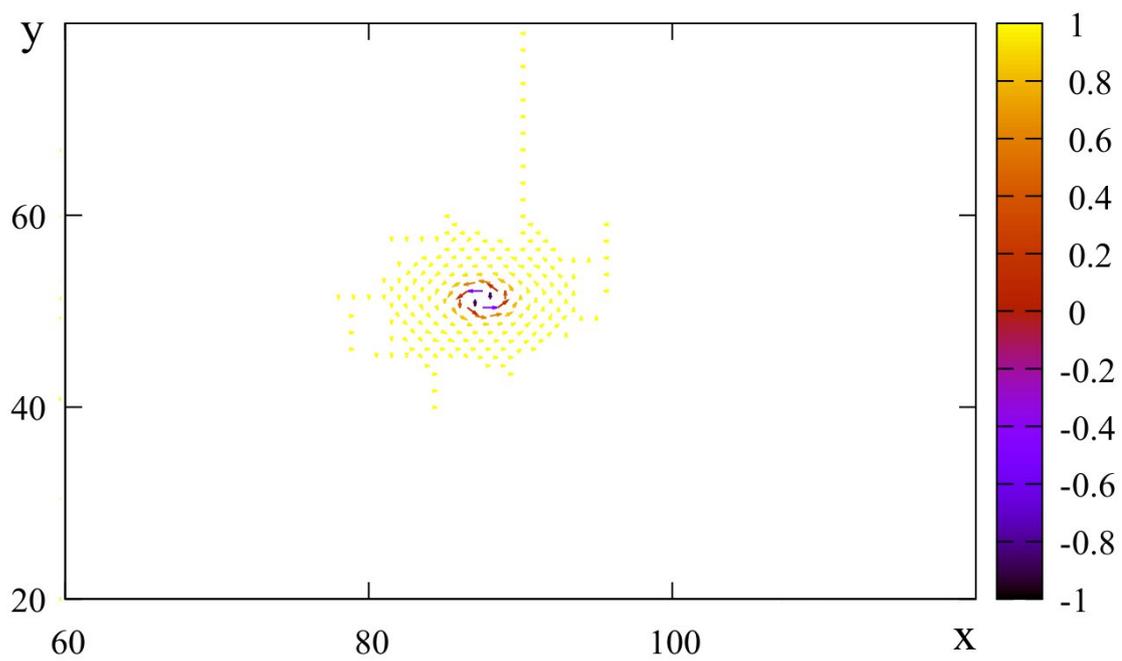
Рис. 3.6. Фазовые диаграммы в координатах $h - D$ для дефекта диаметром $d = 20$ узлов решетки для (а) $J^{mf} = 0.5$ (б) $J^{mf} = 2.0$. Синим цветом обозначены области фазовой диаграммы, в которых скирмионы строго локализованы под дефектом.

Верхняя граница локализованной фазы скирмионов одинакова как для $J^{mf} = 0.5$, так и для $J^{mf} = 2.0$, но нижняя граница фазового перехода смещается в сторону меньшего значения внешнего поля из-за усиления влияния верхнего сегнетоэлектрического слоя на разрушение структуры скирмионов в областях вне дефекта. С другой стороны, область под дефектом не подвержена влиянию магнитоэлектрического взаимодействия, поэтому фазы скирмионов образуются локально под дефектом.

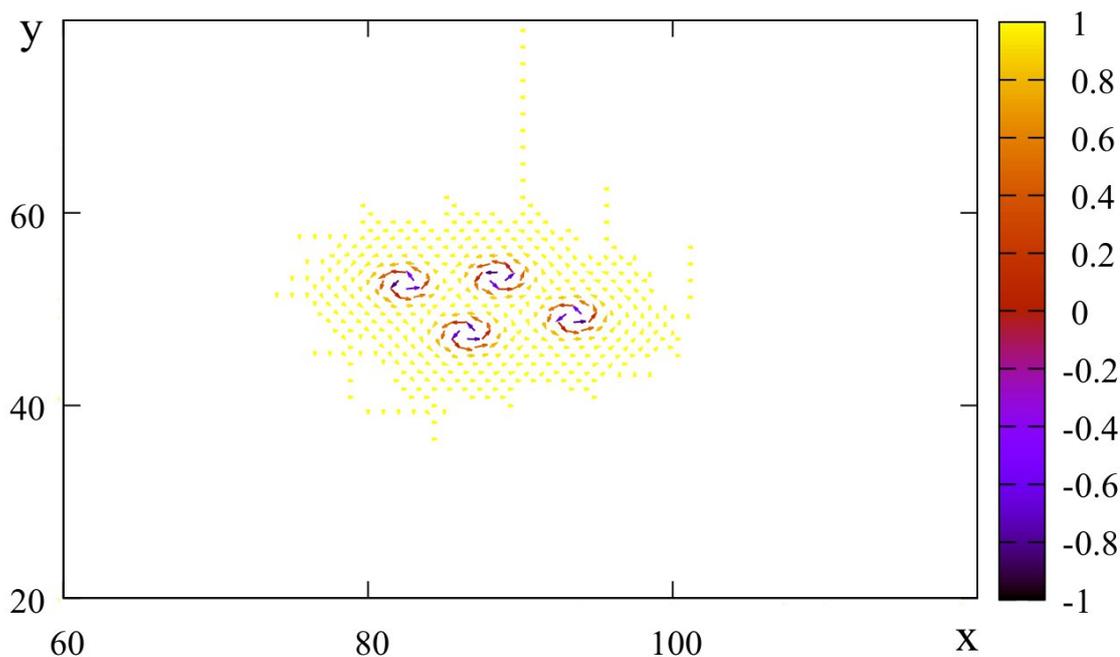
Интересную конфигурацию основного состояния можно наблюдать для случая с обменно-редуцированным дефектом, модификация которого представлена выражение (3.4)



(a)



(b)



(в)

Рис. 3.7. Спиновые конфигурации основного состояния второго монослоя при $D = -1.0$, $h = 0.8$ для различного магнитоэлектрического взаимодействия (а) $J^{mf} = 0.5$, $\beta = 5$. (б) $J^{mf} = 1.0$, $\beta = 5$. (в) $J^{mf} = 1.0$, $\beta = 10$.

Видно, что при $\beta = 5$, то есть при достаточно малой ширине обменной модификации (β определяет размер переходной зоны) и слабом магнитоэлектрическом взаимодействии $J^{mf} = 0.5$, редуцирование ферроэлектрического взаимодействия не влияет на фазу решетки скирмионов (рис. 3.7а). Фаза скирмионов в ферромагнитном слое образовалась в результате конкуренции обменного взаимодействия, взаимодействия Дзялшинского–Мория и внешнего магнитного поля. Как только магнитоэлектрическое взаимодействие увеличивается до $J^{mf} = 1.0$, скирмионы исчезают везде, кроме области под дефектом (рис. 3.7б).

Чем больше область изменения ферроэлектрического взаимодействия, то есть чем шире область дефекта структуры ($\beta = 10$), тем больше область

под ним, в которой скирмионы не разрушаются под действием магнитоэлектрического взаимодействия, см. рис. 3.7(б-в).

§3.3. Основное состояние магнитоэлектрической пленки с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием

Рассмотрим модель магнитоэлектрической пленки, описанную выражением (3.1) в случае неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия. Для этого достаточно преобразовать выражение (3.8) к виду

$$H_{int} = -J^{mf} \sum_{i,j,k} P_k^z (S_i^x \cdot S_j^y - S_i^y \cdot S_j^x) - \vec{h} \sum_i \vec{S}_i \quad (3.9)$$

В данном случае учитывается z -компонента векторного произведения спинов \vec{S}_i , \vec{S}_j и скалярно умножается на поляризацию P_k^z в сегнетоэлектрическом слое. Таким образом, магнитоэлектрическое взаимодействие стремится выстроить спины в плоскости ферромагнитного слоя перпендикулярно поляризациям в сегнетоэлектрическом слое. Все остальные члены в выражении (3.1) изменению неподвержены. В рамках данной модели мы ограничились рассмотрением дефекта типа отверстия, выраженного в уравнении (3.3).

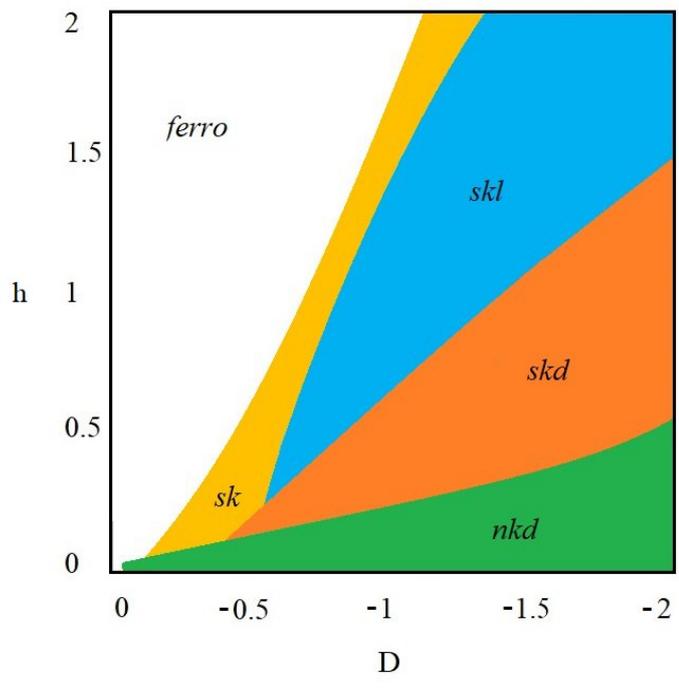
Проанализируем фазовые диаграммы основного состояния магнитоэлектрической пленки, полученные методом наискорейшего спуска при $|D| \in (-2.0, 0.0)$ и $h \in (0.0, 2.0)$. Диаграммы, представленные на рисунке 3.8, отображают только фазы в ферромагнитной подсистеме, так как в сегнетоэлектрической все поляризации выстраиваются в одном направлении.

Исследуемый диапазон конкурирующих взаимодействий соответствует значениям константы Дзялошинского-Мория и внешнего магнитного поля, которые можно реализовать во многих гетероструктурных пленках. Параметр магнитоэлектрического взаимодействия был подобран таким образом, чтобы фазы, присутствующие на ферромагнитном слое (рис. 3.8а),

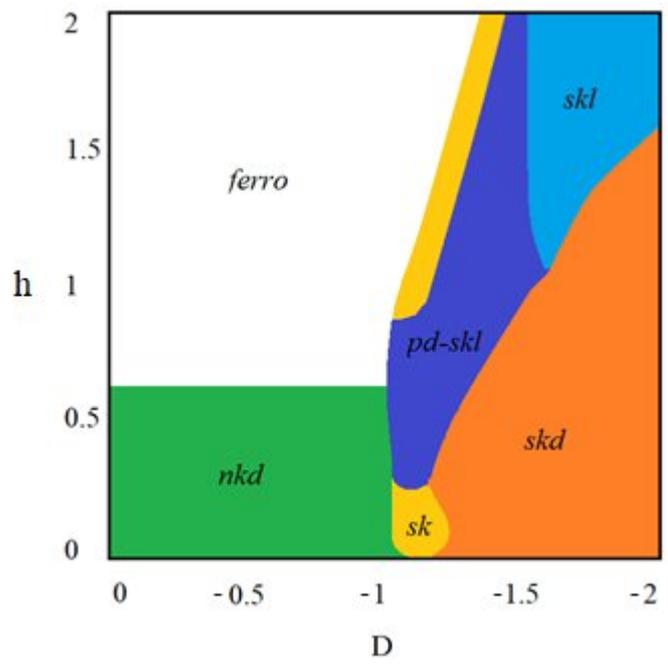
сохранялись и при включенном магнитоэлектрическом взаимодействии (рис. 3.8б) при тех же конкурирующих параметрах в ферромагнитной подсистеме.

Для начала рассмотрим влияние сегнетоэлектрического монослоя на фазовую диаграмму основного состояния ферромагнитной подсистемы. При наличии магнитоэлектрического взаимодействия $J^{mf} = 0.5$ происходит смещение фаз (фаза неколлинеарных доменов и скирмионов, фаза скирмионной решетки, фаза отдельных скирмионов). Фазы содержащие скирмионы начинают образовываться при $D = -1.0$ (рис. 3.8б). Тогда как при выключенном магнитоэлектрическом взаимодействии скирмионы наблюдаются при $D = -0.3$ (рис. 3.8а). При этом возникает новая фаза частично разупорядоченной скирмионной решетки, в которой существуют отдельные области с упорядочением скирмионов, как в фазе скирмионной решетки. В данном случае, магнитоэлектрическое взаимодействие подавляет фазу скирмионной решетки в области $D \in (-1.5, -0.5)$.

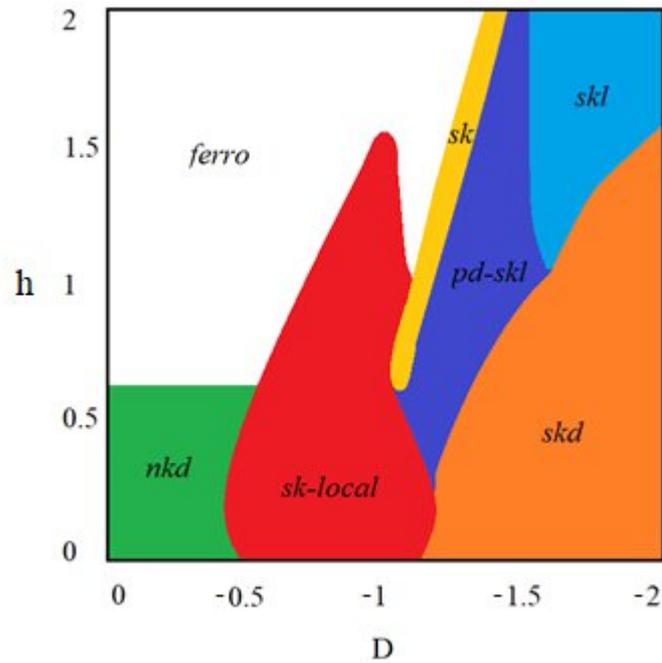
Наличие же дефекта в сегнетоэлектрическом слое (рис. 3.8в) приводит к интересному результату. Во-первых, дефект не оказывает значительного влияния на фазовый портрет в области параметров $D \in (-2.0, -1.2)$ и $h \in (0.0, 2.0)$. Однако в диапазоне $D \in (-1.2, -0.4)$ возникает область локализации скирмионной фазы (красная область на диаграмме 3.8в). Это связано с тем, что магнитоэлектрическое взаимодействие является доминирующим и подавляет образование скирмионных фаз, но в области под дефектом магнитоэлектрическое взаимодействие отсутствует. Формирование скирмионов в области под дефектом происходит в результате конкуренции взаимодействий – обменного, Дзялошинского-Мория и внешнего магнитного поля. Во-вторых, как видно из рисунка 3.8(в), в красной области возможно существование локальной скирмионной фазы при нулевом внешнем магнитном поле.



(a)



(b)



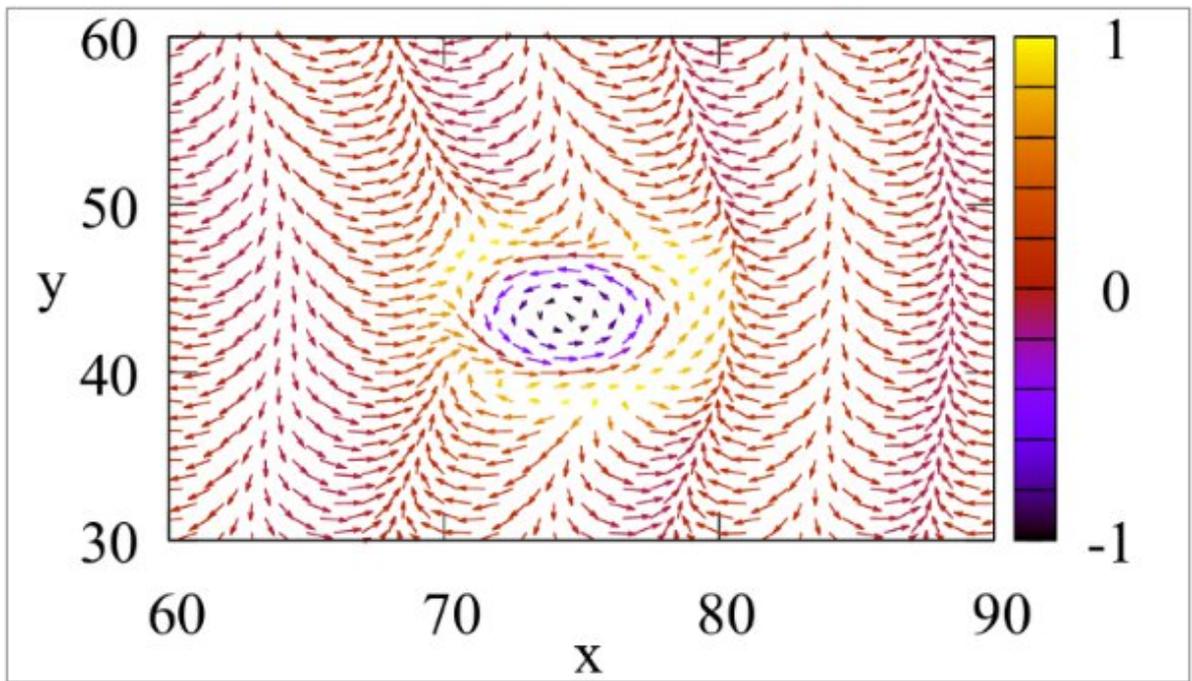
(в)

Рис. 3.8. Фазовая диаграмма основного состояния ферромагнитной подсистемы при $D \in (-2.0, 0.0)$ и $h \in (0.0, 2.0)$. (а) в отсутствие магнитоэлектрического взаимодействия и дефекта. (б) с магнитоэлектрическим взаимодействием $J^{mf} = 0.5$ в отсутствие дефекта. (в) с магнитоэлектрическим взаимодействием $J^{mf} = 0.5$ и дефектом $d = 10$ узлов решетки. Приняты следующие обозначения: ферромагнитная фаза (ferro), неколлинеарная доменная структура (nkd), фаза скирмионов (sk), фаза решетки скирмионов (skl), фаза частично разупорядоченной решетки скирмионов (pd-skl), фаза неколлинеарных доменов и скирмионов (skd).

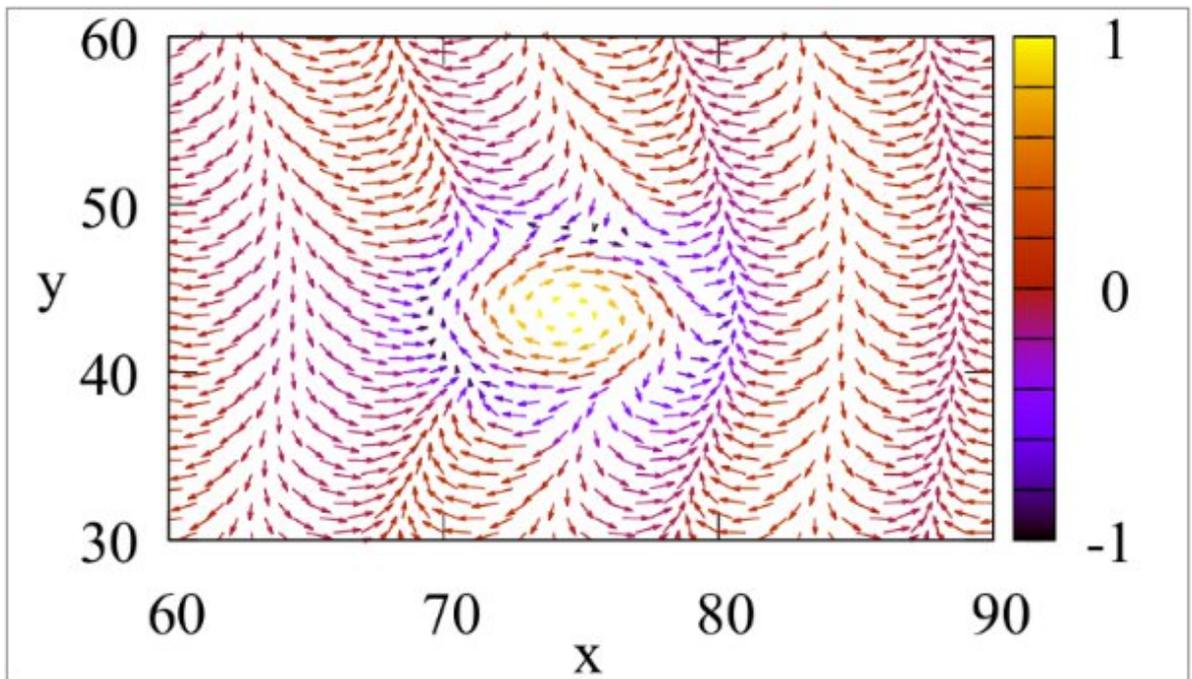
Рассмотрим подробнее дефект диаметром $d = 10$ узлов решетки. В ферромагнитной подсистеме в областях за пределами дефекта конкуренция обменного, Дзялошинского-Мория и магнитоэлектрического взаимодействий приводят к формированию неколлинеарных структур, в которых спины ориентированы строго в плоскости решетки (в отсутствие внешнего магнитного поля), так как поляризации в сегнетоэлектрическом слое выстраиваются строго перпендикулярно плоскости решетки вдоль оси z .

Следовательно, спинам в ферромагнитной подсистеме энергетически выгодно выстраиваться в плоскости решетки за счет магнитоэлектрического взаимодействия. Далее, попадая в область под дефектом, магнитоэлектрическое взаимодействие падает до 0, значит, за счет взаимодействия Дзялошинского-Мория возникают неколлинеарные структуры, спины которых могут выходить из плоскости пленки. Таким образом, наличие дефекта приводит к формированию спиновой текстуры с ненулевой топологией (рис.3.9). При значениях параметров взаимодействий $J^{fm} = 1, H = 0.0, J^{mf} = 0.5, D = -0.7$ (рис.3.9a) и $J^{fm} = 1, H = 0.0, J^{mf} = 0.5, D = -0.8$ (рис. 3.9b) формируется одиночный скирмион в области под дефектом диаметром $d = 10$ узлов решетки. При изменении параметра взаимодействия Дзялошинского-Мория до $D = -1.1$, но при прежних значениях взаимодействий $J^m = 1, H = 0.0, J^{mf} = 0.5$, можно локализовать уже два скирмиона под дефектом $d = 10$ узлов решетки.

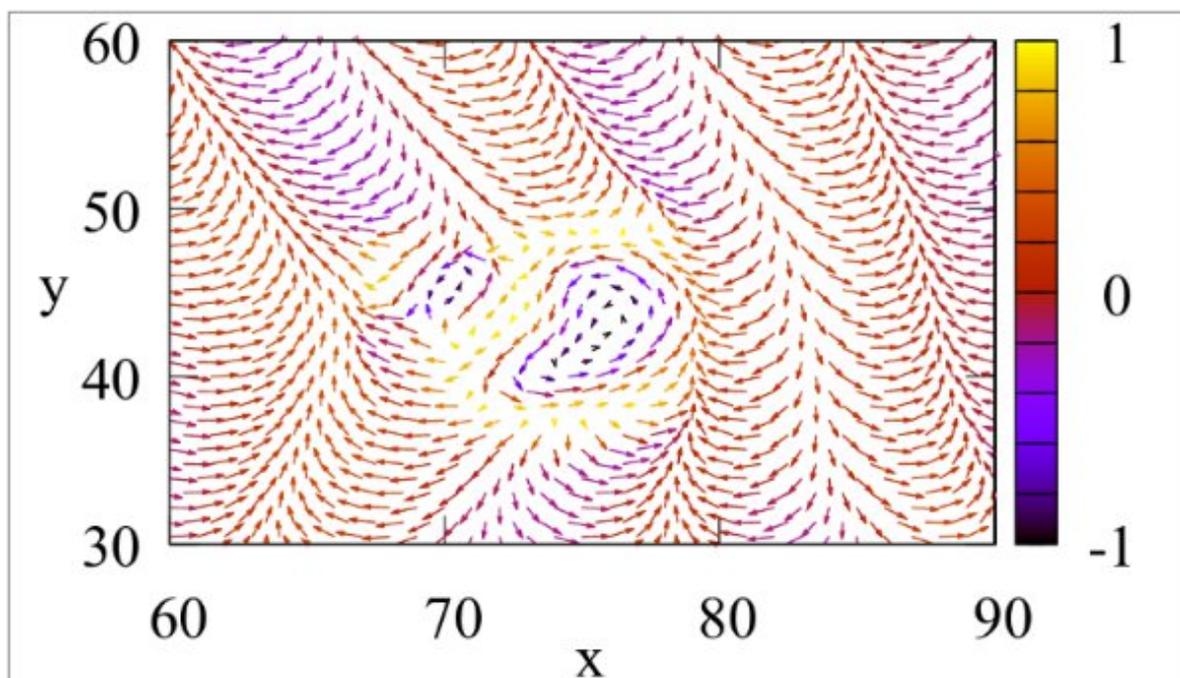
Скирмионы могут формироваться и при нулевом магнитном поле в области под дефектом. Это соответствует красной области на фазовой диаграмме (рис. 3.8в) при $J^{mf} = 0.5$. На рисунке 3.10 представлены графики зависимости отношения диаметра скирмиона к диаметру дефекта d_{sk}/d_{def} при разных диаметрах дефекта $d \in (1, 30)$ для значений взаимодействия Дзялошинского-Мория $D \in (-1.0, -0.4)$, при которых наблюдался одиночный скирмион.



(a)



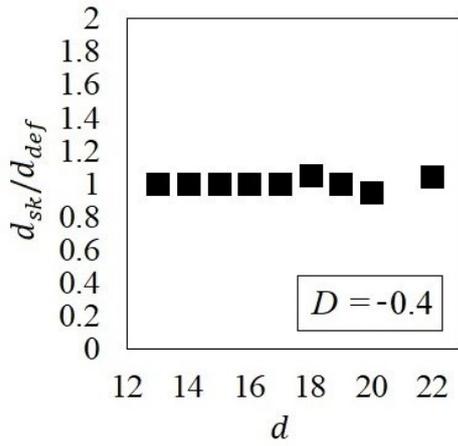
(b)



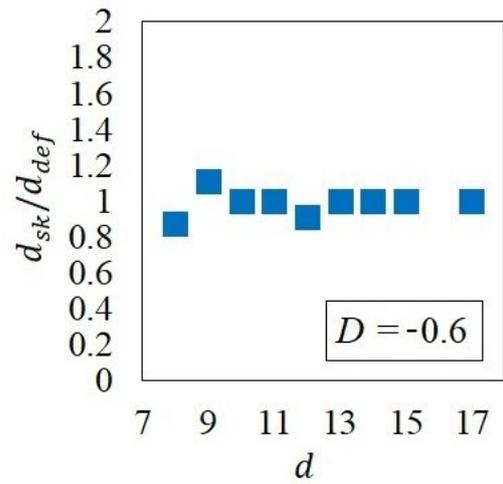
(в)

Рис. 3.9. Спиновая конфигурация основного состояния ферромагнитной подсистемы при $h = 0.0$, $J^{mf} = 0.5$. (а) $D = -0.7$, (б) $D = -0.8$, (в) $D = -1.1$. Диаметр дефекта в сегнетоэлектрической подсистеме $d = 10$ узлов решетки.

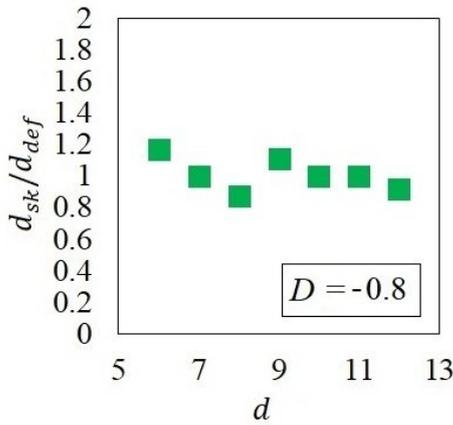
В результате в диапазоне параметра $D \in (-0.8, -0.4)$ размер скирмиона сопоставим с диаметром дефекта, это видно из отношения диаметра скирмиона к дефекту, которое меняется в диапазоне $d_{sk}/d_{def} \in (0.875, 1.166)$ для зависимостей рис. 3.10(а,б,в). Кроме этого, с изменением параметра D от -0.4 до -0.8 , диапазон размеров дефекта смещается в сторону меньших диаметров для формирования одиночных скирмионов, например, при $D = -0.4$ одиночные скирмионы наблюдаются при $d \in (12, 22)$, тогда как для значения $D = -0.8$ диапазон значений размеров дефекта соответствует $d \in (6, 12)$.



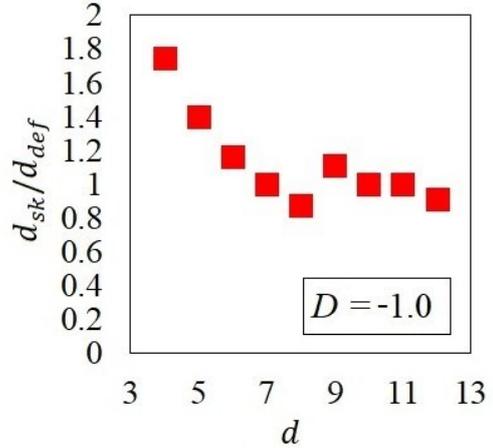
(a)



(б)



(в)



(г)

Рис. 3.10. Зависимость отношения диаметра дефекта к диаметру скирмиона от диаметра дефекта при $h = 0.0$, $J^{mf} = 0.5$.

Для $D = -1.0$ рис.3.10(г) возникает следующая ситуация. Во-первых, для $d_{def} \in (1, 3)$ не для одного из описанных ранее случаев не наблюдается формирование скирмионоподобных структур. При $D = -1.0$ минимальный диаметр дефекта, необходимый для образования одиночного скирмиона соответствует $d_{def} = 4$ узлам решетки. При этом, как видно из зависимости, отношение $\frac{d_{sk}}{d_{def}} = 1,75$, минимальный диаметр скирмиона при рассматриваемых параметрах D и J^{mf} соответствует 7 узлам решетки и такой

размер сохраняется вплоть до $d = 8$, при дальнейшем увеличении диаметра дефекта $d \in (9, 12)$ размер скирмиона ограничен диаметром дефекта.

Вывод к главе

В этой главе исследовано влияние дефекта, созданного в сегнетоэлектрическом монослое, на формирование и локализацию скирмионов в ферромагнитном монослое в модели магнитоэлектрической бислоистой пленки.

Для модели с однородным магнитоэлектрическим взаимодействием, показано, что дефект в верхнем сегнетоэлектрическом слое стабилизирует фазу скирмионов в области под дефектом относительно внешнего магнитного поля, тогда как в остальной части пленки спины выстраиваются вдоль внешнего магнитного поля и не содержат вихревых неоднородностей. Величина магнитоэлектрического взаимодействия J^{mf} не влияет на образование скирмионов в области под дефектом, но влияет на их коллапс в областях вне дефекта. Образование одного скирмиона под дефектом соответствует диаметру дефекта $d \in (7; 11)$ узлов решетки при размере скирмиона 6–7 узлов решетки. При значениях $d < 6$ скирмион под дефектом не образуется из-за недостаточного пространства неоднородности, а при $d > 11$ под дефектом могут образоваться два и более скирмиона. Диаметр дефекта должен быть сопоставим с диаметром отдельного скирмиона при определенных параметрах взаимодействия и напряженности внешнего поля для локализации одиночных скирмионов в области под дефектом.

Для случая с обменно-редуцированным дефектом при достаточно малой ширине обменной модификации и слабом магнитоэлектрическом взаимодействии $J^{mf} = 0.5$ дефект вообще не влияет на фазу решетки скирмионов. При увеличении магнитоэлектрического взаимодействия скирмионы исчезают всюду, кроме области под обменно-редуцированным дефектом. Чем больше область изменения параметра ферроэлектрического взаимодействия, тем больше область, в которой скирмионы не разрушаются под действием магнитоэлектрического взаимодействия.

В случае неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия показано, что в области малых значений параметра Дзялошинского-Мория $|D| \in (-1.0, 0.0)$ магнитоэлектрическое взаимодействие играет ключевую роль в подавлении скирмионных фаз. Но наличие дефекта в сегнетоэлектрическом слое способствует формированию неколлинеарных структур в области под дефектом, в этой области решающую роль в формировании скирмионной фазы играет взаимодействие Дзялошинского-Мория и внешнее магнитное поле. При включении магнитоэлектрического взаимодействия происходит смещение фаз, в которых наблюдаются скирмионы в основном состоянии, в область больших значений константы взаимодействия Дзялошинского-Мория.

Одиночный скирмион может быть локализован в области под дефектом при $D \in (-1.0, -0.4)$, $J^{mf} = 0.5$ в отсутствие внешнего магнитного поля. В данном случае на формирование одиночного скирмиона влияет параметр D и размер дефекта. Чем больше вклад и величина абсолютного значения константы взаимодействия Дзялошинского-Мория, тем меньше диаметр дефекта для наблюдения одиночного скирмиона в области под дефектом.

Размер дефекта в совокупности с взаимодействием Дзялошинского-Мория играет важную роль, поскольку подстройка диаметра дефекта относительно параметра D помогает решить проблему с формированием непосредственно одиночного скирмиона внутри дефекта. Разработка эффективных методов локализации скирмионных фаз в заданных областях материалов необходима для спинтронных устройств на основе магнитных скирмионов.

Заключение

Диссертационная работа посвящена изучению влияния немагнитного дефекта на структуру спиновой конфигурации в магнитных и магнитоэлектрических пленках с учетом конкурирующих взаимодействий, таких как, плоскостное взаимодействие Дзялошинского-Мория, магнитоэлектрическое взаимодействие и внешнее магнитное поле.

Основные результаты, полученные в диссертационной работе

1. Построена модель антиферромагнитной фрустрированной пленки со структурным дефектом типа «отверстие», показано, что наличие дефекта диаметром от 10 до 50 узлов решетки не влияет на критическую температуру разрушения скирмионной фазы, в тоже время устойчивость фазы скирмионной решетки скирмиона увеличивается относительно напряженности внешнего магнитного поля. Наличие структурного дефекта в антиферромагнитной фрустрированной пленке приводит к увеличению температуры фазового перехода.
2. Показано, что для модели ферромагнитного бислоя дефект в верхнем ферромагнитном слое стабилизирует фазу скирмионов в основном состоянии на нижнем ферромагнитном слое с взаимодействием Дзялошинского-Мория именно в области под дефектом, тогда как в остальной части пленки, внешнее магнитное поле разрушает вихревые неоднородности, выравнивая спины вдоль направления внешнего магнитного поля.
3. Показано, что образование одиночного скирмиона под дефектом типа «отверстие» возможно в модели ферромагнитного бислоя и магнитоэлектрического бислоя. Определены пороговые значения диаметра дефекта для локализации одиночных скирмионов в области под дефектом.
4. В магнитоэлектрическом бислое с обменно-редуцированным дефектом при малой ширине обменной модификации скирмионная фаза разрушается

во всем ферромагнитном монослое, кроме области под обменно-редуцированным дефектом. Параметр редуцирования обменного ферроэлектрического взаимодействия определяет площадь локации, в которой скирмионы не разрушаются под действием магнитоэлектрического взаимодействия.

5. Показано образование одиночных скирмионов при нулевом внешнем магнитном поле на поверхностном ферромагнитном слое в модели магнитоэлектрической пленки с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием в области, ограниченной структурным дефектом.

Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Шарафуллину Ильдусу Фанисовичу за помощь в проведении исследований, обсуждение полученных результатов, помощь в подготовке научных статей к публикации и коллективу лаборатории «Дизайна новых материалов» Уфимского университета науки и технологии за ценные дискуссии, обсуждения и проекты. Автор также благодарен родителям и близким за безмерную моральную поддержку.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект № 24-29-00702)

Список литературы

1. Khomskii D. I. Multiferroics: Different ways to combine magnetism and ferroelectricity //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2006. – Т. 306. – №. 1. – С. 1-8.
2. Ramesh R., Spaldin N. A. Multiferroics: progress and prospects in thin films //Nature materials. – 2007. – Т. 6. – №. 1. – С. 21-29.
3. Nagaosa N., Tokura Y. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions //Nature nanotechnology. – 2013. – Т. 8. – №. 12. – С. 899-911.
4. Pyatakov A. P., Zvezdin A. K. Magnetoelectric and multiferroic media //Physics-Uspekhi. – 2012. – Т. 55. – №. 6. – С. 557.
5. Ge Y. et al. Constructing coarse-grained skyrmion potentials from experimental data with Iterative Boltzmann Inversion //Communications Physics. – 2023. – Т. 6. – №. 1. – С. 30.
6. Skyrme T. H. R. Particle states of a quantized meson field //Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences. – 1961. – Т. 262. – №. 1309. – С. 237-245.
7. Skyrme T. H. R. A unified field theory of mesons and baryons //Nuclear Physics. – 1962. – Т. 31. – С. 556-569.
8. Perring J. K., Skyrme T. H. R. A model unified field equation //Nuclear Physics. – 1962. – Т. 31. – С. 550-555.
9. Kiselev N. S. et al. Chiral skyrmions in thin magnetic films: new objects for magnetic storage technologies? //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2011. – Т. 44. – №. 39. – С. 392001.
10. Bogdanov A. N., Yablonskii D. A. Thermodynamically stable “vortices” in magnetically ordered crystals. The mixed state of magnets //Zh. Eksp. Teor. Fiz. – 1989. – Т. 95. – №. 1. – С. 178.
11. Bogdanov A., Hubert A. Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals //Journal of magnetism and magnetic materials. – 1994. – Т. 138. – №. 3. – С. 255-269.

12. Bogdanov A. N., Rößler U. K. Chiral symmetry breaking in magnetic thin films and multilayers //Physical review letters. – 2001. – T. 87. – №. 3. – C. 037203.
13. Mühlbauer S. et al. Skyrmion lattice in a chiral magnet //Science. – 2009. – T. 323. – №. 5916. – C. 915-919.
14. Neubauer A. et al. Topological Hall effect in the A phase of MnSi //Physical review letters. – 2009. – T. 102. – №. 18. – C. 186602.
15. Pappas C. et al. Chiral paramagnetic skyrmion-like phase in MnSi //Physical review letters. – 2009. – T. 102. – №. 19. – C. 197202.
16. Münzer W. et al. Skyrmion lattice in the doped semiconductor $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Si}$ //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2010. – T. 81. – №. 4. – C. 041203.
17. Yu X. Z. et al. Near room-temperature formation of a skyrmion crystal in thin-films of the helimagnet FeGe //Nature materials. – 2011. – T. 10. – №. 2. – C. 106-109.
18. Huang S. X., Chien C. L. Extended skyrmion phase in epitaxial FeGe (111) thin films //Physical review letters. – 2012. – T. 108. – №. 26. – C. 267201.
19. Heinze S. et al. Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions //nature physics. – 2011. – T. 7. – №. 9. – C. 713-718.
20. Seki S. et al. Observation of skyrmions in a multiferroic material //Science. – 2012. – T. 336. – №. 6078. – C. 198-201.
21. Adams T. et al. Long-wavelength helimagnetic order and skyrmion lattice phase in Cu_2OSeO_3 //Physical review letters. – 2012. – T. 108. – №. 23. – C. 237204.
22. Garanin D. A., Chudnovsky E. M. Polyhexatic and polycrystalline states of skyrmion lattices //Physical Review B. – 2023. – T. 107. – №. 1. – C. 014419.
23. Roessler U. K., Bogdanov A. N., Pfleiderer C. Spontaneous skyrmion ground states in magnetic metals //Nature. – 2006. – T. 442. – №. 7104. – C. 797-801.

24. Boulle O. et al. Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures //Nature nanotechnology. – 2016. – T. 11. – №. 5. – C. 449-454.
25. Leonov A. O. et al. The properties of isolated chiral skyrmions in thin magnetic films //New Journal of Physics. – 2016. – T. 18. – №. 6. – C. 065003.
26. Leonov A. O., Mostovoy M. Multiply periodic states and isolated skyrmions in an anisotropic frustrated magnet //Nature communications. – 2015. – T. 6. – №. 1. – C. 8275.
27. Zhang X. et al. Skyrmion dynamics in a frustrated ferromagnetic film and current-induced helicity locking-unlocking transition //Nature communications. – 2017. – T. 8. – №. 1. – C. 1717.
28. Yu X. Z. et al. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal //Nature. – 2010. – T. 465. – №. 7300. – C. 901-904.
29. Wang L. et al. Ferroelectrically tunable magnetic skyrmions in ultrathin oxide heterostructures //Nature materials. – 2018. – T. 17. – №. 12. – C. 1087-1094.
30. Shibata K. et al. Large anisotropic deformation of skyrmions in strained crystal //Nature nanotechnology. – 2015. – T. 10. – №. 7. – C. 589-592.
31. Akram M., Erten O. Skyrmions in twisted van der Waals magnets //Physical Review B. – 2021. – T. 103. – №. 14. – C. L140406.
32. Wu Y. et al. A van der Waals interface hosting two groups of magnetic skyrmions //Advanced Materials. – 2022. – T. 34. – №. 16. – C. 2110583.
33. Yang M. et al. Creation of skyrmions in van der Waals ferromagnet Fe₃GeTe₂ on (Co/Pd) *n* superlattice //Science advances. – 2020. – T. 6. – №. 36. – C. eabb5157.
34. Meisenheimer P. et al. Ordering of room-temperature magnetic skyrmions in a polar van der Waals magnet //Nature communications. – 2023. – T. 14. – №. 1. – C. 3744.

35. Huang K., Shao D. F., Tsymbal E. Y. Ferroelectric control of magnetic skyrmions in two-dimensional van der Waals heterostructures //Nano Letters. – 2022. – T. 22. – №. 8. – C. 3349-3355.
36. Huang K. et al. Magnetic antiskyrmions in two-dimensional van der Waals magnets engineered by layer stacking //Physical Review B. – 2024. – T. 109. – №. 2. – C. 024426.
37. Tong Q. et al. Skyrmions in the Moiré of van der Waals 2D Magnets //Nano letters. – 2018. – T. 18. – №. 11. – C. 7194-7199.
38. McCray A. R. C. et al. Control of magnetic skyrmions in an exchange biased van der Waals ferromagnet. – 2023.
39. Liu H. et al. Writing and deleting skyrmions by electron beam in van der Waals ferromagnet Fe₃GeTe₂ //Applied Physics Letters. – 2024. – T. 124. – №. 5.
40. Parkin S. S. P., Hayashi M., Thomas L. Magnetic domain-wall racetrack memory //science. – 2008. – T. 320. – №. 5873. – C. 190-194.
41. Fert A., Cros V., Sampaio J. Skyrmions on the track //Nature nanotechnology. – 2013. – T. 8. – №. 3. – C. 152-156.
42. Schulz T. et al. Emergent electrodynamics of skyrmions in a chiral magnet //Nature Physics. – 2012. – T. 8. – №. 4. – C. 301-304.
43. Iwasaki J., Mochizuki M., Nagaosa N. Universal current-velocity relation of skyrmion motion in chiral magnets //Nature communications. – 2013. – T. 4. – №. 1. – C. 1463.
44. Zhang X. et al. Magnetic skyrmion transistor: skyrmion motion in a voltage-gated nanotrack //Scientific reports. – 2015. – T. 5. – №. 1. – C. 11369.
45. Upadhyaya P. et al. Electric-field guiding of magnetic skyrmions //Physical Review B. – 2015. – T. 92. – №. 13. – C. 134411.
46. Zhang X., Ezawa M., Zhou Y. Magnetic skyrmion logic gates: conversion, duplication and merging of skyrmions //Scientific reports. – 2015. – T. 5. – №. 1. – C. 1-8.

47. Huang Y. et al. Magnetic skyrmion-based synaptic devices //Nanotechnology. – 2017. – T. 28. – №. 8. – C. 08LT02.
48. Song K. M. et al. Skyrmion-based artificial synapses for neuromorphic computing //Nature Electronics. – 2020. – T. 3. – №. 3. – C. 148-155.
49. Li S. et al. Magnetic skyrmion-based artificial neuron device //Nanotechnology. – 2017. – T. 28. – №. 31. – C. 31LT01.
50. Jonietz F. et al. Spin transfer torques in MnSi at ultralow current densities //Science. – 2010. – T. 330. – №. 6011. – C. 1648-1651.
51. Milde P. et al. Unwinding of a skyrmion lattice by magnetic monopoles //Science. – 2013. – T. 340. – №. 6136. – C. 1076-1080.
52. Garanin D. A. et al. Writing skyrmions with a magnetic dipole //Journal of Applied Physics. – 2018. – T. 124. – №. 11.
53. Zhang S. et al. Direct writing of room temperature and zero field skyrmion lattices by a scanning local magnetic field //Applied Physics Letters. – 2018. – T. 112. – №. 13.
54. Müller J., Rosch A., Garst M. Edge instabilities and skyrmion creation in magnetic layers //New Journal of Physics. – 2016. – T. 18. – №. 6. – C. 065006.
55. Tomasello R. et al. Origin of temperature and field dependence of magnetic skyrmion size in ultrathin nanodots //Physical Review B. – 2018. – T. 97. – №. 6. – C. 060402.
56. Wang X. S., Yuan H. Y., Wang X. R. A theory on skyrmion size //Communications Physics. – 2018. – T. 1. – №. 1. – C. 31.
57. Tchoe Y., Han J. H. Skyrmion generation by current //Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. – 2012. – T. 85. – №. 17. – C. 174416.
58. Iwasaki J., Mochizuki M., Nagaosa N. Current-induced skyrmion dynamics in constricted geometries //Nature nanotechnology. – 2013. – T. 8. – №. 10. – C. 742-747.

59. Romming N. et al. Writing and deleting single magnetic skyrmions //Science. – 2013. – T. 341. – №. 6146. – C. 636-639.
60. Yuan H. Y., Wang X. R. Skyrmion creation and manipulation by nano-second current pulses //Scientific reports. – 2016. – T. 6. – №. 1. – C. 22638.
61. De Lucia A. et al. Multiscale simulations of topological transformations in magnetic-skyrmion spin structures //Physical Review B. – 2017. – T. 96. – №. 2. – C. 020405.
62. Woo S. et al. Deterministic creation and deletion of a single magnetic skyrmion observed by direct time-resolved X-ray microscopy //Nature Electronics. – 2018. – T. 1. – №. 5. – C. 288-296.
63. Mochizuki M., Watanabe Y. Writing a skyrmion on multiferroic materials //Applied Physics Letters. – 2015. – T. 107. – №. 8.
64. Okamura Y. et al. Transition to and from the skyrmion lattice phase by electric fields in a magnetoelectric compound //Nature communications. – 2016. – T. 7. – №. 1. – C. 12669.
65. Duan C. G. et al. Surface magnetoelectric effect in ferromagnetic metal films //Physical review letters. – 2008. – T. 101. – №. 13. – C. 137201.
66. Hsu P. J. et al. Electric-field-driven switching of individual magnetic skyrmions //Nature nanotechnology. – 2017. – T. 12. – №. 2. – C. 123-126.
67. Schott M. et al. The skyrmion switch: turning magnetic skyrmion bubbles on and off with an electric field //Nano letters. – 2017. – T. 17. – №. 5. – C. 3006-3012.
68. Zang J. et al. Dynamics of skyrmion crystals in metallic thin films //Physical review letters. – 2011. – T. 107. – №. 13. – C. 136804.
69. Jiang W. et al. Direct observation of the skyrmion Hall effect //Nature Physics. – 2017. – T. 13. – №. 2. – C. 162-169.
70. Litzius K. et al. Skyrmion Hall effect revealed by direct time-resolved X-ray microscopy //Nature Physics. – 2017. – T. 13. – №. 2. – C. 170-175.
71. Barker J., Tretiakov O. A. Static and dynamical properties of antiferromagnetic skyrmions in the presence of applied current and

- temperature //Physical review letters. – 2016. – T. 116. – №. 14. – C. 147203.
- 72.Xia J. et al. Bifurcation of a topological skyrmion string //Physical Review B. – 2022. – T. 105. – №. 21. – C. 214402.
- 73.Mohylna M. et al. Spontaneous antiferromagnetic skyrmion/antiskyrmion lattice and spiral spin-liquid states in the frustrated triangular lattice //Physical Review B. – 2022. – T. 106. – №. 22. – C. 224406.
- 74.Mohylna M., Žukovič M. Stability of skyrmion crystal phase in antiferromagnetic triangular lattice with DMI and single-ion anisotropy //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2022. – T. 546. – C. 168840.
- 75.Zhang X., Zhou Y., Ezawa M. Magnetic bilayer-skyrmions without skyrmion Hall effect //Nature communications. – 2016. – T. 7. – №. 1. – C. 10293.
- 76.Tomasello R. et al. Performance of synthetic antiferromagnetic racetrack memory: domain wall versus skyrmion //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2017. – T. 50. – №. 32. – C. 325302.
- 77.Sheng Q. et al. Realization of skyrmion subtracter and diverter in a voltage-gated synthetic antiferromagnetic racetrack //Journal of Applied Physics. – 2019. – T. 125. – №. 6.
- 78.Zhang X., Zhou Y., Ezawa M. Antiferromagnetic skyrmion: stability, creation and manipulation //Scientific reports. – 2016. – T. 6. – №. 1. – C. 24795.
- 79.Shen L. et al. Dynamics of the antiferromagnetic skyrmion induced by a magnetic anisotropy gradient //Physical Review B. – 2018. – T. 98. – №. 13. – C. 134448.
- 80.Derras-Chouk A., Chudnovsky E. M. Skyrmions near defects //Journal of Physics: Condensed Matter. – 2021. – T. 33. – №. 19. – C. 195802.

81. Zhou Y., Mansell R., van Dijken S. Voltage control of skyrmions: Creation, annihilation, and zero-magnetic field stabilization //Applied Physics Letters. – 2021. – T. 118. – №. 17.
82. Zhang S. et al. Creation of a thermally assisted skyrmion lattice in Pt/Co/Ta multilayer films //Applied Physics Letters. – 2018. – T. 113. – №. 19.
83. Reichhardt C., Reichhardt C. J. O., Milošević M. V. Statics and dynamics of skyrmions interacting with disorder and nanostructures //Reviews of Modern Physics. – 2022. – T. 94. – №. 3. – C. 035005.
84. Jiang W. et al. Blowing magnetic skyrmion bubbles //Science. – 2015. – T. 349. – №. 6245. – C. 283-286.
85. Chen G. et al. Room temperature skyrmion ground state stabilized through interlayer exchange coupling //Applied Physics Letters. – 2015. – T. 106. – №. 24.
86. Kravchuk V. P. et al. Multiplet of skyrmion states on a curvilinear defect: Reconfigurable skyrmion lattices //Physical Review Letters. – 2018. – T. 120. – №. 6. – C. 067201.
87. Fallon K. et al. Controlled individual skyrmion nucleation at artificial defects formed by ion irradiation //Small. – 2020. – T. 16. – №. 13. – C. 1907450.
88. Gong X. et al. Skyrmion pinning by disk-shaped defects //Physical Review B. – 2022. – T. 105. – №. 9. – C. 094437.
89. Hanneken C. et al. Pinning and movement of individual nanoscale magnetic skyrmions via defects //New Journal of Physics. – 2016. – T. 18. – №. 5. – C. 055009.
90. Temiryazev A. G. et al. Formation of a domain structure in multilayer CoPt films by magnetic probe of an atomic force microscope //Physics of the Solid State. – 2018. – T. 60. – C. 2200-2206.
91. Mochizuki M. Controlled creation of nanometric skyrmions using external magnetic fields //Applied Physics Letters. – 2017. – T. 111. – №. 9.

92. Lobanov I. S., Potkina M. N., Uzdin V. M. Stability and lifetimes of magnetic states of nano-and microstructures (brief review) //JETP Letters. – 2021. – T. 113. – C. 801-813.
93. Brearton R. et al. Deriving the skyrmion Hall angle from skyrmion lattice dynamics //Nature Communications. – 2021. – T. 12. – №. 1. – C. 2723.
94. Denneulin T. et al. Geometric phase analysis of magnetic skyrmion lattices in Lorentz transmission electron microscopy images //Scientific Reports. – 2024. – T. 14. – №. 1. – C. 12286.
95. Büttner F., Lemesh I., Beach G. S. D. Full phase diagram of isolated skyrmions in a ferromagnet //arXiv preprint arXiv:1704.08489. – 2017.
96. Uzdin V. M. et al. The effect of confinement and defects on the thermal stability of skyrmions //Physica B: Condensed Matter. – 2018. – T. 549. – C. 6-9.
97. Desplat L. et al. Thermal stability of metastable magnetic skyrmions: Entropic narrowing and significance of internal eigenmodes //Physical Review B. – 2018. – T. 98. – №. 13. – C. 134407.
98. Magadeev E. B., Vakhitov R. M., Kanbekov R. R. Stability of nontrivial magnetic structures in ferromagnetic films with antidots //Journal of Physics: Condensed Matter. – 2022. – T. 35. – №. 1. – C. 015802.
99. Zhang S., Petford-Long A. K., Phatak C. Creation of artificial skyrmions and antiskyrmions by anisotropy engineering //Scientific Reports. – 2016. – T. 6. – №. 1. – C. 31248.
100. Matsumoto T. et al. Direct visualization of nucleation intermediate state of magnetic skyrmion from helical stripes assisted by artificial surface pits //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2021. – T. 531. – C. 167976.
101. Matsumoto T. et al. Stable magnetic skyrmion states at room temperature confined to corrals of artificial surface pits fabricated by a focused electron beam //Nano Letters. – 2018. – T. 18. – №. 2. – C. 754-762.

102. Sharafullin I. F. et al. Effects of an Exchange-Reducing Defect on a Skyrmion Interaction in Antiferromagnetic Frustrated Films //IEEE Transactions on Magnetics. – 2024. – T. 60. – №. 9. – C. 1-5.
103. Sharafullin, I. F., Yuldasheva, A. R., **Abdrakhmanov, D. I.**, Kizirgulov, I. R., & Diep, H. T. Phase transitions driven by magnetoelectric and interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2023. – T. 587. – C. 171317.
104. Sharafullin, I. F., Yuldasheva, A. R., **Abdrakhmanov, D. I.**, & Nugumanov, A. G. Skyrmion Lattices Phase Driven by Interfacial-Engineered Dzyaloshinskii–Moriya Interaction in Frustrated Antiferromagnetic/Ferroelectric Bilayers //Physics of Metals and Metallography. – 2023. – T. 124. – №. 14. – C. 1697-1702.
105. Effects of the Interlayer Interactions in Frustrated Magnetoelectric Thin Films / I.F. Sharafullin, **D.I. Abdrakhmanov**, A. I. Samigullina, A. R. Latypova //Physics of Metals and Metallography. – 2024. – V. 125. – №. 14. – pp. 1894-1900.
106. Skyrmions in perforated magnetic film with Dzyaloshinskii-Moriya interaction / A. G. Nugumanov, **D. I. Abdrakhmanov**, R. R. Nugumanov, I. F. Sharafullin // Letters on Materials. – 2025. – Vol. 15, No. 3(59). – P. 176-183.
107. Berg B., Lüscher M. Definition and statistical distributions of a topological number in the lattice O (3) σ -model //Nuclear Physics B. – 1981. – T. 190. – №. 2. – C. 412-424.
108. Kim J. V., Mulkers J. On quantifying the topological charge in micromagnetics using a lattice-based approach //IOP SciNotes. – 2020. – T. 1. – №. 2. – C. 025211.
109. **Abdrakhmanov D.I.**, Sharafullin I. F., Yuldasheva A. R., Nugumanov A. G., Nurmatov K. J. Surface defects and skyrmions in magnetoelectric bilayers //Journal of Physics: Condensed Matter. – 2025. – T. 37. – №. 34. – C. 345403.