Уфимский университет науки и технологии

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
КАФЕДРА ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

Ахметова Айгуль Альфредовна

Устойчивые состояния вихреподобных неоднородностей в одноосных ферромагнитных пленках с модулированными материальными параметрами

1.3.8. Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор Вахитов Роберт Миннисламович

Уфа – 2026

Оглавление

Введение ... 3
Глава 1. Магнитные вихри и скирмионы ... 11
1.1 Вихреподобные неоднородности в некоторых классах магнитных пленок ... 11
1.2 Микромагнитные структуры, образующиеся в области дефектов магнитных материалов ... 34
1.3 Выводы по главе 1 ... 42
Глава 2. Структура и свойства вихреподобных неоднородностей, образующихся на колумнарных дефектах в одноосных пленках ... 43
2.1. Постановка задачи ... 43
2.2. Результаты расчетов ... 49
2.3. Выводы по главе 2 ... 63
Глава 3. Процессы перемагничивания одноосных модифицированных пленок во внешнем магнитном поле ... 64
3.1 Влияние перпендикулярного магнитного поля на структуру и свойства вихреподобных неоднородностей в изучаемых пленках ... 64
3.1.1 Основные уравнения ... 64
3.1.2 Поведение вихреподобных неоднородностей I-го и II-го типа в перпендикулярном магнитном поле ... 68
3.1.3 Устойчивость магнитного скирмиона в магнитном поле в области Q≈1 ... 77
3.1.4 Поведение вихреподобных неоднородностей III-го и IV-го типов в перпендикулярном поле ... 81
3.1.5 Особенности поведения магнитных скирмионов вблизи критического поля Ht ... 84
3.2 Процессы перемагничивания исследуемых пленок в планарном магнитном поле ... 90
3.3 Обсуждение результатов ... 93
3.4 Выводы по главе 3. ... 99
Заключение ... 100
Публикации автора по теме диссертации ... 101
Список литературы ... 104

Введение

Актуальность темы исследования

В последнее время весьма активно развивается новое направление в скирмионике [1,2], связанное с исследованиями структуры и свойств магнитных скирмионов, образующихся в некиральных магнетиках, а также поиском их возможных применений. Это обусловлено тем положением, что магнитные скирмионы, впервые обнаруженные в материалах с нецентросимметричной решеткой (киральные магнетики) [3], стабилизируются в них благодаря взаимодействию Дзялошинского-Мория (ВДМ) [4]. Их топологическая защищенность, наномасштабные размеры, высокая подвижность, простота манипулирования ими с помощью электрических токов малой плотности [1,5,6], а также другие необычные спин-электронные свойства [7-9] вызвали повышенное внимание к ним. А после того, как наметились перспективы их реального применения в различных устройствах спинтроники, в том числе и в магнитной памяти нового поколения, интерес к ним существенно усилился [10,11]. Однако в ходе дальнейших исследований, выяснилось, что ВДМ в этих материалах (кристаллах типа B20 [1-3]), называемое объемным, является весьма слабым в обычных (нормальных) условиях, но становится существенным лишь при низких температурах. В то же время, было обнаружено, что магнитные скирмионы могут возникать и в ультратонких магнитных пленках, эпитаксиально выращенных на подложках из тяжелых металлов [1,12], а также в многослойных пленках типа Co/Pt [13]. В этом случае в них имеет место межфазное ВДМ, которое стабилизирует магнитные скирмионы уже при комнатных температурах. Тем не менее, устойчивость этих структур также вызывает сомнения из-за возникающих трудностей, связанных с поддержанием тонкого баланса взаимодействий, ответственных за их стабильность, при столь малых толщинах пленок (D ~1 нм). В результате были предложены альтернативные методы стабилизации магнитных скирмионов в

магнитных материалах, в которых отсутствует ВДМ, т.е. в некиральных магнетиках [14-16]. Одним из таких подходов явилась идея, рассмотренная в работе [17], а также предложенная в работах [18,19] на основе анализа микромагнитных структур, возникающих на одномерных дефектах типа «потенциальная яма». Ее сутью является предложение использовать в качестве таких материалов одноосные ферромагнитные пленки с пространственно модулированными параметрами. Реализация такого способа была осуществлена в [20], в которой путем облучения поверхности материала сфокусированным пучком ионов He^+ была получена многослойная пленка Co/Pt с локально измененными участками. На таких участках константа перпендикулярной анизотропии имела пониженное значение (в частности, отрицательное значение), что привело к формированию на них решетки магнитных скирмионов с устойчивой структурой. Исследования показали, что в такого рода пленках при определенных условиях образуются не только скирмионы, но и другие виды вихреподобных неоднородностей: цилиндрические магнитные домены, скирмионы с обращенным кором (нетопологический солитон) и т.д. [20-23]. Однако изучение свойств обнаруженных неоднородностей затруднялось проблемой их идентификации ввиду малости их размеров (~10 нм). Эти трудности были связаны как с техническими возможностями экспериментальных установок, так и отсутствием каких-либо теоретических расчетов в данной области исследований. Поэтому представляется актуальным теоретический анализ вихреподобных неоднородностей, образующихся в ферромагнитных пленках с модулированной одноосной анизотропией, изучение их структуры и других свойств, а также процессов намагничивания и перемагничивания этих пленок в продольном и поперечном магнитных полях.

Степень разработанности темы. Следует отметить, что ещё с 50-х годов прошлого столетия велись исследования, связанные с влиянием различного рода дефектов, имеющих место в магнитных материалах, на процессы их намагничивания и перемагничивания [24-31], на спин-

переориентационные фазовые переходы [32,33], на структуру и свойства доменных границ [34-40] и т.д. [28]. При этом надо подчеркнуть, что теоретические исследования, как правило, проводились, в рамках одномерных моделей и магнитные неоднородности с аксиальной симметричной структурой в этих работах практически не рассматривались. Однако, после того, как экспериментально были обнаружены вихреподобные неоднородности в некоторых классах магнетиков [1-3], масштабы исследований их свойств существенно возросли. В частности, в ряде публикаций были затронуты вопросы, касающиеся особенностей взаимодействия вихреподобных неоднородностей с дефектами, присутствующими в наноразмерных магнитных пленках. Так в работах [41-44], было выявлено, что эти дефекты (в основном, точечные дефекты) могут оказать существенное влияние на свойства вихреподобных неоднородностей: на их размеры, на траекторию их движения и т.д. Кроме того, исследования наличия дефектов типа цилиндрических полостей (антидоты [16]), соразмерных по масштабам с магнитными скирмионами, присутствующими в этих пленках, показывают, что они влияют на устойчивость этих скирмионов [45], а также способствуют увеличению плотности скирмионов [46]. Есть и другие примеры исследований, в которых изучались подобные аспекты взаимодействия дефектов с магнитными скирмионами (например, [7]), однако ни в одной из них не принималось во внимание, что дефекты, имеющие место в магнитных материалах, могут сами являться центрами зарождения вихреподобных образований.

В работах [20-23], в которых впервые экспериментально наблюдались магнитные скирмионы, стабилизированные на решетке «потенциальных ям», в многослойных магнитных пленках Co/Pt, детальный теоретический анализ их свойств также не проводился.

Целью настоящей работы является исследование возможных типов микромагнитных неоднородностей, образующихся в магнитных пленках с пространственно модулированными параметрами (с аксиальной симметрией),

изучение их структуры и свойств, а также их поведения в магнитном поле.

В **задачи** диссертационной работы входят:

1. Численный расчет распределения намагниченности вихреподобных неоднородностей, возникающих на колумнарных дефектах (дефектах цилиндрической формы) типа «потенциальная яма» в одноосных ферромагнитных пленках, определение их устойчивых состояний в зависимости от параметров образца и характеристик дефекта, выявление основных параметров материала, наиболее существенно влияющие на возникновение вихреподобных неоднородностей (магнитные скирмионы и нетопологические солитоны), их структурные особенности и зависимости их характерных размеров от параметров образца и характеристик дефекта.
2. Исследование влияния магнитного поля на структуру и устойчивость вихреподобных неоднородностей в рассматриваемых пленках. Выявление возможных сценариев перемагничивания этих пленок, в которых реализуется тот или иной тип неоднородностей, в зависимости от направления магнитного поля относительно нормали к поверхности пленки.

Научная новизна заключается в том, что

1. Впервые теоретически было показано, что магнитные скирмионы блоховского типа могут существовать как устойчивые структуры в некиральных магнетиках, в частности, в одноосных ферромагнитных пленках с пространственно модулированными параметрами.
2. Установлено, что на колумнарных дефектах типа «потенциальная яма» могут образоваться четыре вида вихреподобных неоднородностей с блоховским распределением намагниченности, два из которых представляют вырожденные состояния магнитного скирмиона, а два других – нетопологического солитона (0-градусного скирмиона). Выявлено, что магнитные скирмионы являются энергетически более выгодными образованиями, чем нетопологические солитоны во всей области изменения материальных параметров образца и характеристик дефекта.
3. Найдено, что зарождение на колумнарных дефектах типа

«потенциальная яма» вихреподобных неоднородностей носит пороговый характер, так как существуют критические значения радиуса дефекта, глубины потенциальной ямы и фактора качества, ниже которых эти неоднородности не образуются.

4. Определены основные этапы перемагничивания исследуемых пленок, на дефектах которых образуются вихреподобные неоднородности, в перпендикулярном и планарном магнитных полях, и выявлены характерные качественные изменения структуры неоднородностей в данных полях.

5. Показано, что при действии перпендикулярного поля на магнитный скирмион, полярность кора которого направлена противоположно полю, при определенном его значении, магнитный скирмион превращается в нетопологический солитон, который при дальнейшем возрастании поля уменьшается в размерах и исчезает. Таким образом, выявлено, что нетопологический солитон становится устойчивым образованием на определенном этапе перемагничивания магнитного скирмиона.

6. Установлено, что при малых значениях фактора качества $Q \leq 1$ магнитные скирмионы могут зарождаться на колумнарном дефекте в перпендикулярном магнитном поле.

7. Выявлено, что под действием плоскостного магнитного поля магнитный скирмион перемещается как единое целое без изменения его топологии в направлении, перпендикулярном приложенному полю. По направлению перемещения скирмионы можно однозначно определить его киральность.

Объект и предмет исследования.

Объектами теоретических исследований в данной работе являются вихреподобные неоднородности (магнитные скирмионы и нетопологические солитоны), которые образуются на колумнарных дефектах в пленках одноосных ферромагнетиках конечной толщины. Предметами исследований данной работы являются структура, характерные размеры, свойства, возможные трансформации вихреподобных неоднородностей под действием

внешнего магнитного поля, а также исследование поведения их характеристик в зависимости от материальных параметров образца и дефекта.

Теоретическая и практическая значимость исследования.

Полученные результаты расширяют наши представления о магнитных материалах, в которых могут быть стабилизированы магнитные скирмионы, о возможных видах вихреподобных неоднородностей, особенностях их структуры и свойств, а также с новых позиций объясняют некоторые известные эксперименты, не получившие ранее адекватной интерпретации. Полученные результаты имеют и прикладной характер, так как они могут быть использованы при разработке логических и запоминающих устройств нового поколения.

Методология и методы исследования. Аналитические и численные методы расчетов. Метод численного интегрирования нелинейных интегро-дифференциальных уравнений с непостоянными коэффициентами, описывающих распределение намагниченности в магнитоодноосной пленке (конечной толщины), содержащей колумнарный дефект. Микромагнитное моделирование процесса перемагничивания магнитоодноосного диска с дефектом типа «потенциальная яма» в перпендикулярном и планарном магнитных полях с помощью пакета программ открытого кода OOMMF.

Достоверность результатов обеспечивается корректностью нахождения уравнений, описывающих распределение намагниченности в дефекте и в основном образце, использованием хорошо апробированных численных методов для решения соответствующих уравнений, непротиворечивостью полученных результатов общефизическим закономерностям, их совпадением в предельных случаях с известными результатами, а также согласием с экспериментальными данными. Кроме того, исследование поведения вихреподобных неоднородностей в продольном магнитном поле в рассматриваемой пленке, проведенные двумя методами: численным интегрированием уравнений Эйлера-Лагранжа и микромагнитным моделированием на основе пакета программ открытого кода показывает, что

они дают идентичные результаты.

Личный вклад автора. В ходе выполнения работы автор принимал активное участие в формулировке целей и задач исследования, проводил численное моделирование, обработку и анализ полученных данных. Для систем с нарушенной аксиальной симметрией им было использовано микромагнитное моделирование на основе пакетов программ открытого кода OOMMF [47] и Ubermag [48].

Положения, выносимые на защиту.

1. В одноосных ферромагнитных пленках, содержащих колумнарные дефекты типа «потенциальная яма», возможно образование вихреподобных неоднородностей четырех типов, различающихся ориентацией намагниченности в центре кора (полярность) и направлением намагниченности на периферии; из них 2 типа неоднородностей идентичны нетопологическим солитонам, а 2 других типа – скирмионам.
2. Тип образовавшейся вихреподобной неоднородности, а также её структура зависят от материальных параметров плёнки и дефекта. Стабильность состояний вихреподобных неоднородностей определяется диаграммами устойчивости в переменных «фактор качества – размер дефекта», «фактор качества – магнитное поле» и т.д.
3. В зависимости от направления приложенного внешнего магнитного поля реализуются 2 различных сценария перемагничивания скирмиона. В случае направленного магнитного поля вдоль нормали к поверхности плёнки скирмион претерпевает серию трансформаций: от скирмиона к нетопологическому солитону и в финальной стадии в однородно намагниченное состояние плёнки. В случае планарного внешнего поля магнитный скирмион, не изменяя своей топологии, перемещается в направлении перпендикулярном приложенному полю. Установлено, что по направлению перемещения скирмиона можно однозначно определить его киральность.

Апробация результатов работы. Полученные результаты

исследований докладывались на следующих конференциях: Всероссийская научная молодежная конференция (Уфа –2015, Уфа –2016), Moscow International Symposium on Magnetism (MISM) (Moscow–2017); V Всероссийская научная молодёжная конференция с международным участием «Актуальные проблемы нано- и микроэлектроники» (Уфа – 2018); Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых учёных (ВНКСФ-24: Томск –2018, ВНКСФ-26: Екатеринбург – 2022); Всероссийская конференция «Электронные, спиновые и квантовые процессы в молекулярных и кристаллических системах» (Уфа – 2019); Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании: спутник Международной научной конференции «Уфимская осенняя математическая школа» (Уфа – 2021; Уфа – 2022; Уфа – 2023); Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (EASTMAG, Красноярск – 2016; Екатеринбург– 2019, Казань – 2023); Международная конференция «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах» (Махачкала – 2021); XXIV Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (Москва – 2024), Samarkand International Symposium on Magnetism (Самарканд – 2023).

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 7 печатных изданиях, входящих в системы цитирования Scopus, Web of science, РИНЦ, приравненных к рекомендованным ВАК Минобрнауки РФ. Также написано 11 тезисов докладов.

Структура и объем и диссертации. Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения. Полный объём диссертации составляет 124 страниц, включая 46 рисунков. Список литературы содержит 202 наименований.

Глава 1. Магнитные вихри и скирмионы

1.1 Вихреподобные неоднородности в некоторых классах магнитных пленок

Вихреподобные магнитные неоднородности, к которым относятся цилиндрические магнитные домены, магнитные вихри, скирмионы, бимероны и т.д., стали объектами целенаправленного изучения с конца 60-х и начала 70-х годов прошлого столетия [49]. Это было связано с обнаружением в пленках ортоферритов доменов с цилиндрической формой, которые возникали в одноосных материалах с фактором качества Q>1 и в магнитном поле, направленным перпендикулярно плоскости пленки. Впоследствии их назвали цилиндрическими магнитными доменами (ЦМД, в англоязычной литературе – bubble). При этом необходимо отметить, что ЦМД были открыты различными группами экспериментаторов еще раньше в конце 50-х -начале 60-х годов прошлого столетия [50-53], но несмотря на необычность их формы и малые размеры они особого интереса тогда не вызвали. Однако, в 1967-х Бобек А., сотрудник исследовательской компании «Bell Labs», заново «переоткрыл» ЦМД в пленке ортоферрита и, изучив их свойства, он понял, какие перспективы может сулить это открытие. В результате он предложил развернутую концепцию создания логических и запоминающих устройств нового поколения, в которых в качестве носителя информации являлись бы ЦМД [54]. После этого во многих лабораториях мира резко возник интерес к ЦМД-разработкам, который сопровождался лавинообразным усилением потока публикаций по данной тематике, проведением различного рода конференций по магнетизму и магнитным материалам и т.д. Результаты возникшего бума не заставили долго ждать, и уже в 1975-м году появились первые коммерческие чипы на ЦМД-технологиях, которые обладали емкостью 16 Кбит, а в 1979-1980-ые годы их емкость уже достигала 1 Мбит и больше. Несмотря на дальнейший прогресс в развитии ЦМД-технике, который

выражался в виде дальнейшей минитюаризации размеров ЦМД (0,1 мкм ~0,5 мкм), увеличении их быстродействия, получении новых материалов и т.д., в начале 90-х годов от них отказались в пользу полупроводниковых технологий, поскольку последние оказались (при прочих равных условиях) коммерчески намного привлекательнее. Тем не менее, с конца 70-х годов до начала 90-х годов прошлого столетия исследования в области физики магнитных явлений не прекращались и велись широким фронтом и не только по ЦМД-тематике. В частности, они ознаменовались новыми достижениями в других направлениях физики магнетизма. Так, например, были открыты гигантский магниторезистивный эффект [55,56], гигантский магнитоэлектрический эффект [57], сверхбыстрая динамика намагниченности [58,59] и т.д. Много наработок было сделано и в области теории доменной структуры; в частности, были выявлены и изучены новые типы магнитных неоднородностей: вертикальные и горизонтальные блоховские линии [60], блоховские точки [60,61], 0-градусные ДГ [62,63], ДГ с перетяжками [64,65] и т.д. Началось изучение солитоноподобных микромагнитных структур не только в 1-D, но и 2-D геометрии [66,67]. В последнем случае необходимо отметить исследования вихреподобных неоднородностей (по терминологии тех лет «магнитный вихрь-топологический солитон» [68]), «магнонные капли» [69] и т.д.) в одноосных неограниченных ферромагнетиках. Согласно этим и другим исследованиям, в таких магнетиках могут образовываться особые состояния намагниченности, называемые магнитными вихрями. По своей структуре магнитный вихрь аналогичен другим вихрям, которые существуют в природе, например, песчаным вихрям, завихрениям в воде (воронки). Если последние представляют динамическую картину круговых движений, соответственно, песчинок или молекул воды, то магнитные вихри – это статические картины. Здесь магнитные моменты не движутся, но их распределение в объеме образца, представляет как бы мгновенную фотографию таких вихревых движений.

Изучение вихрей привлекло внимание многих исследователей из-за их фундаментальной красоты, связанной с аксиальным распределением намагниченности, а также потому, что вихри могут быть компонентами энергонезависимых запоминающих и чувствительных устройств.

Магнитный вихрь представляет собой особую спиновую текстуру со специфическим упорядочением спинов, в которой вектор намагниченности **M** везде, за исключением центральной области, именуемой кором (или ядром) вихря, лежит в плоскости, а в коре вихря вектор **M** выходит из плоскости под прямым углом. Схематичное изображение магнитного вихря приведено на рисунке 1.1 ниже.

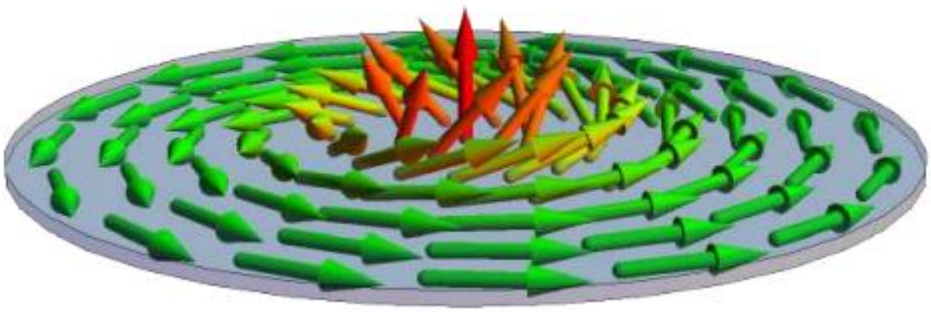


Рисунок 1.1– Схематичное изображение магнитного вихря

Как видно из данного рисунка, вихрь обладает аксиальной симметрией, поэтому для описания наманиченности вихря удобно использовать цилиндрическую систему координат (центр системы коородинат находится в центре кора). Вектор **M** (намагниченность вихря) можно определить как:

$$m(\rho,t) = \frac{\boldsymbol{M}(\rho,t)}{M} \quad (1.1)$$

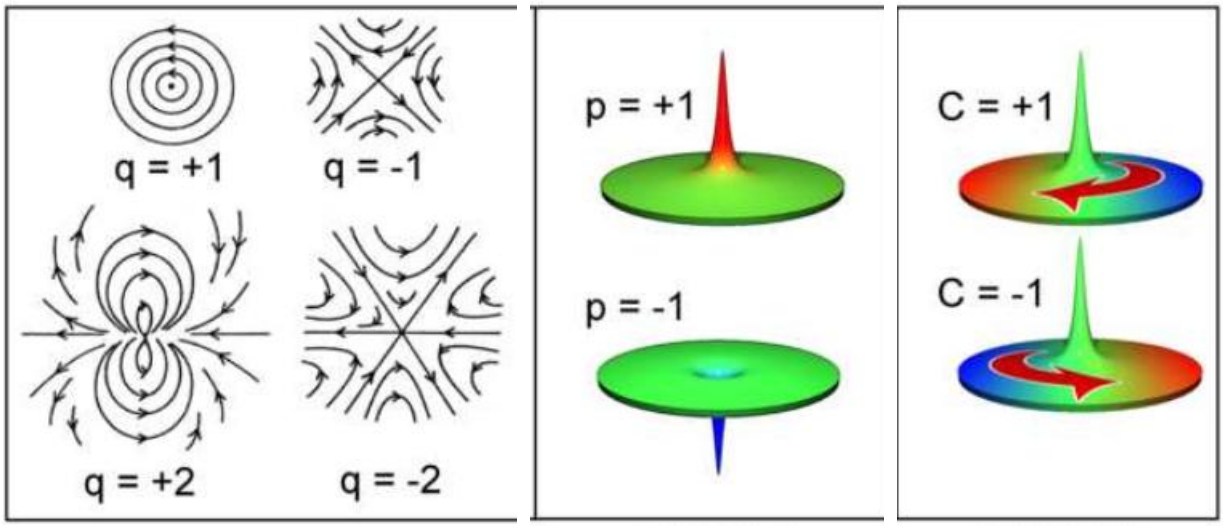
$$|m| = 1 \quad (1.2)$$

$$x = \rho\cos\lambda \quad (1.3)$$

$$x = \rho\sin\lambda \quad (1.4)$$

Тогда в цилиндрической системе координат θ= θ(ρ), φ=qλ+φ_0. В таких обозначениях параметр q является завихренностью или вихревым числом (с английского vorticity). Этот параметр показывает, какое количество оборотов совершит вектор **M** вокруг центра вихря. При этом значение q = +1 соответствует вихрю, а значение q = –1 – антивихрю (схематичное

изображение приведено на рисунке 1.2). Другими параметрами, которыми можно охарактеризовать магнитный вихрь являются полярность P и киральность C. Полярность P=cos(θ) показывает, как направлен вектор намагниченности в центре кора по отношению к плоскости пленки. Тогда в выбранной цилиндрической системе координат θ(0)=0 или θ(0)=π, следовательно поэтому полярность принимает 2 значения: «+1» или «−1», то есть направления «вверх» или «вниз». Киральность вихря C определяет направление вращения намагниченности **M** в плоскости (по часовой стрелке или против). Схематично данные характеристики магнитного вихря приведены на рисунке 1.2 [72].



Закрученность Полярность Киральность

Рисунок 1.2– Топологические заряды для ферромагнитных вихрей, изображение взято из [72]

И, наконец, для численной характеристики магнитных вихрей вводится такой параметр как топологический заряд Q или индекс Понтрягина [2], который будет более подробно рассмотрен ниже.

Для описания распределения намагниченности в вихре была предложена (одна из первых) простейшая специальная модель, получившая название модели жесткого вихря или модели Усова–Песчаного [70,71]. Согласно этой модели, магнитный вихрь является недеформируемым объектом, сохраняющим свою структуру. В своих работах Усов и Песчаный

рассматривали магнито-мягкие наноточки (нанодоты), представляющие собой наноразмерные магнитные нанодиски из пермаллоя. Согласно их модели, в магнитном вихре можно выделить две области: центральный участок (кор) с радиусом r<a, и внешний с радиусами a<r<R, где a – радиус кора, R– радиус нанодота. Схематичное изображение данной модели приведено на рисунке 1.3.

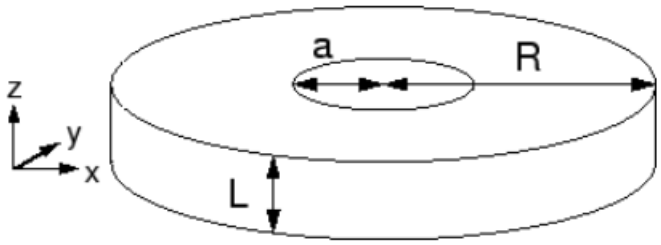


Рисунок 1.3– Модель жесткого вихря [70,71]

Для расчета распределения намагниченности в таком образце, необходимо решать уравнение Ландау-Лифшица. Поскольку рассматриваемый нанодот из пермаллоя, то энергия образца включает в себя только 2 составляющие: обменная энергия и энергия размагничивающих полей, связанная с геометрией образца; энергией же магнитокристаллографической анизотропии можно пренебречь. Расчет магнитостатической энергии затруднен, поэтому для расчета намагниченности Усов и Песчаный предложили использовать вариационный метод: для описания кора вихря был предложен анзац. Компоненты вектора **M** в выбранной цилиндрической системе определяются

$$m(r) = \frac{\boldsymbol{M}(r)}{M_s} = (m_\rho, m_\lambda, m_z) \quad (1.5)$$

$$m_\rho = 0 \quad (1.6)$$

$$m_\lambda = \sqrt{1 - f(\rho)^2} \quad (1.7)$$

$$m_z = f(\rho) \quad (1.8)$$

Затем методом вариации определялся вид функции $f(\rho)$. В качестве самого простого приближения $f(\rho) = \cos\theta(\rho)$. Опустим все промежуточные вычисления и приведем сразу конечный результат:

$$f(\rho) = \begin{cases} \frac{b^2 - \rho^2}{b^2 + \rho^2}; 0 \le \rho \le a \\ 0 \quad a \le \rho \le R \end{cases} \quad (1.9)$$

Радиус кора вихря определяется следующим образом:

$$R_c = 0.68 L_E (\frac{L}{L_E})^{1/3} \quad (1.10)$$

Такая простая вариационная модель достаточно хорошо описывает результаты численного моделирования структуры вихря. В работах [70,71] также было проведено численное моделирование распределения намагниченности для наноточек с различными параметрами: толщина наноточек L_z=30−2000 нм и радиусом R=3000 −8000 нм, материальные параметры образца были следующие: намагниченность насыщения M_s=500−800 Гс, константа одноосной анизотропии K_1=$10^3 - 10^4$ эрг/см, константа обменного взаимодействия А=10^{-6} эрг/см^3. Было установлено, что не при всех значениях геометрических параметров образца и материальных параметров могут в наноточке могут реализовываться вихри. При определенных параметрах наиболее выгодным является однородно намагниченное состояние.

Теория магнитных вихрей в магнито-мягких материалах была развита в работах [73-80], в которых были аналитически и численно определены параметры магнитных вихрей, изучены процессы их перемагничивания, а также возникающие при этом гистерезисные явления, кроме того, в этих работах [73-80] Гуслиенко и др. теоретически исследовали устойчивость магнитных вихрей и нашли области их устойчивости, рассмотрели динамику магнитных вихрей, процессы их переключения для отдельных нанодотов, а также для массивов нанодотов из пермаллоя. Пермаллой является в этом смысле удобным материалом при исследовании магнитных систем, в которых их свойства определяются конкуренцией лишь двух типов взаимодействий: обменным и размагничивающими полями. Размеры антидотов в работах [73-80] были следующие: толщина нанодота L_z=15–60 нм и радиус R=200 – 800 нм.

Обычно магнитные вихри реализуются как основное состояние намагниченности не только в нанодотах, но и в ферромагнетиках ограниченной геометрии или нанопроволоках [81] при определенных соотношениях параметров материала. В отсутствии внешнего магнитного поля, три характерных размерных параметра полностью определяют магнитную структуру точки: радиус нанодота R, её толщина L и обменная длина $L_E = \sqrt{A/M_s^2}$, где A −константа обменного взаимодействия, M_s − намагниченность насыщения.

В нанодоте, как ранее утверждалось, распределение намагниченности определяется конкуренцией между обменной энергией E_{exch} и энергией размагничивающих полей E_m. Обменное взаимодействие стремится выстроить спины в магнетике параллельно друг к другу, а магнитостатическая энергия пытается снизить энергию на краях магнетика, поэтому в таком нанодоте могут образоваться 3 типа состояний намагниченности: однородное состояние, в котором намагниченность лежит в плоскости, состояние с однородной намагниченностью, направленной перпендикулярно плоскости нанодота, и, наконец, вихревое состояние. Фазовую диаграмму аналитически для случаев $L/L_E \leq 4, R/L_E \leq 4$ впервые получили Усов и Песчаный [70-71]. Экспериментально полученная фазовая диаграмма для магнитомягких нанодотов, согласно работе [78] приведена на рисунке 1.4.

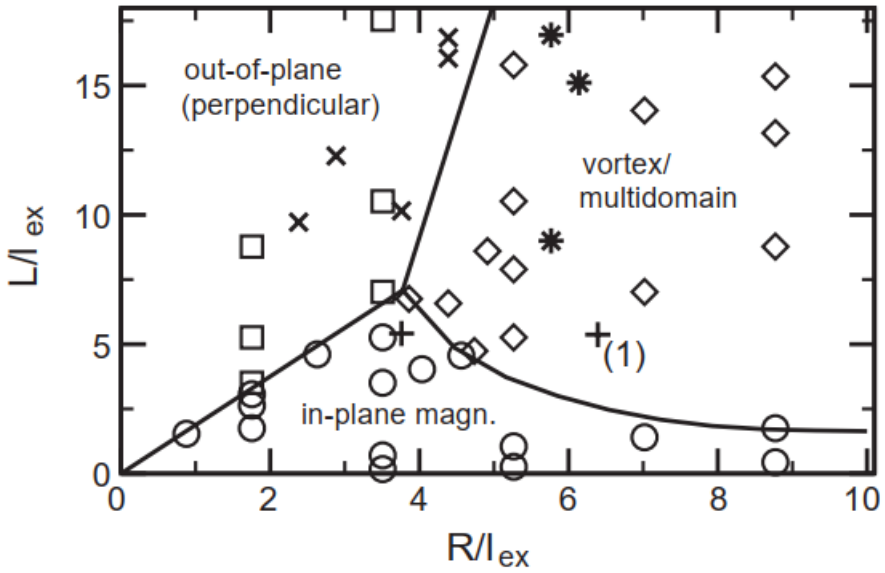


Рисунок 1.4– Экспериментально полученная фазовая диаграмма магнитных состояний в нанодоте [78]

Теоретическое исследование процессов перемагничивания нанодотов в вихревом состоянии, когда магнитное поле $h = H/4\pi M_s$ приложено в направлении, совпадающем с нормалью нанодота, приведено в работе [73], в которой были подробно рассмотрены процессы зарождения, смещения и аннигиляции одиночного магнитного вихря, кроме того, были определены величины характерных магнитных полей: поле зарождения вихря h_n, критическое поле аннигиляцции вихря h_{an}, а также поле h_{eq}, соответствующее вихревому состоянию при той же энергии, что и в однородном состоянии. Зависимости данных полей от материальных параметров нанодиска исследовались в [74]. Для массивов антидотов из пермаллоя процессы перемагничивания аналитически были проведены в работах [75, 76, 79], в которых также было приведено сопоставление полученных результатов с данными экспериментальных исследований массивов из нанодотов из пермаллоя и кобальта, выполненных при помощи сканирующей электронной и атомно-силовой микроскопии. В данных работах расчет структуры магнитного вихря производился различными аналитическими методами: с помощью вариационного подхода, с использованием комплексных

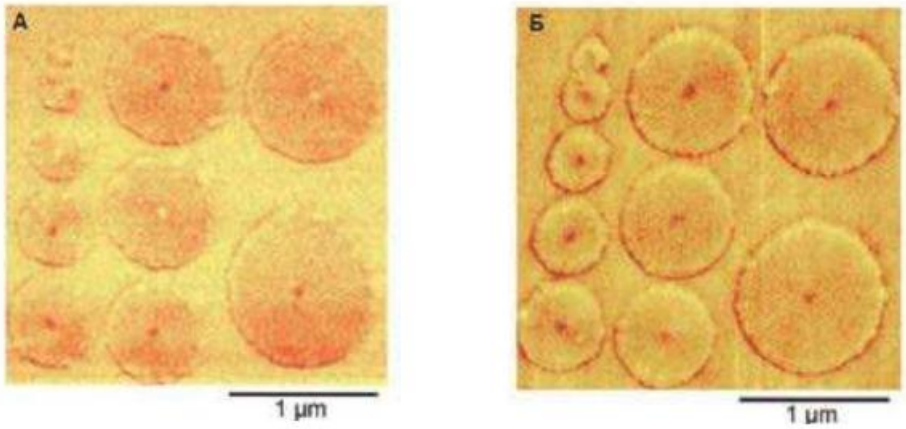
переменных, а также методов микромагнитного моделирования в специальных пакетах типа OOMMF, Ubermag, Mumax3 и т.д.

Теоретически магнитные вихри подробно рассматривались также группами Богданова и др. Богданов и Яблонский показали, что при определенных условиях в магнетиках в определенном интервале магнитных полей могут термодинамически стабильные магнитные вихри [82, 83]. В данных работах было показано, что в магнитоупорядоченных кристаллах, принадлежащих к кристаллографическим классам Cn, Cnv, Dn, D2d и S4 (n = 3,4,6) могут образовываться магнитные вихри. Была исследована структуры и пределы существования магнитных вихрей в легкоосном ферромагнетике в форме эллипсоида, помещенного в магнитное поле, направленное вдоль оси легкого намагничивания. В результате численного решения составленных уравнений для описания распределения намаггиченности, былп определена структура вихря, изучена его возможная трансформация под действием магнитного поля, построена фазовая диаграмма устойчивости магнитных вихрей в переменных h–κ (где h – внешнее магнитное поле, κ=L_2\L_1, где L_2 имеет размерность длины, а L_1= Δ – эффективная толщина доменной границы), определена зависимость равновесного радиуса вихря от величины магнитного поля.

В киральных магнетиках магнитные вихри рассматривались в работах [84, 85]. В [84] приведены результаты расчета намагниченности для пленок одноосного ферромагнетика, в котором присутствует взаимодействие Дзялошинского-Мория, было показано, что в таком образце способны образовываться магнитные вихри как метастабильные состояния в широком диапазоне параметров (h–κ, где h – внешнее магнитное поле, κ – параметр, описывающий вклад взаимодействия Дзялошинского-Мория, $\kappa=\pi D/(4\sqrt{AK})$), где $A-$ константа обменного взаимодействия, $K-$ константа магнитной анизотропии, $D-$ константа взаимодействия Дзялошинского- Мория. Также в работе были рассчитаны структур вихря, определена зависимость его профиля от величины внешнего магнитного поля. В [85] были изучены изолированные

вихри и их режимы устойчивости при помощи численных методов. Фазовое пространство решений микромагнитных уравнений исследовалось геометрическим подходом, который позволил исследовать все возможные локализованные решения цилиндрической симметрии. Затем равновесные структуры были рассчитаны методом конечных разностей. В результате такого метода, кроме ранее полученных решений в виде одиночных вихрей, были получены новые типы магнитных вихрей, так называемые kπ-вихри, которые являются единственными устойчивыми решениями в рассматриваемых магнетиках.

Экспериментально впервые магнитные вихри были обнаружены в нанодотах из пермаллоя $Ni_{80}Fe_{20}$ (толщина нанодотов 50 нм, диаметр от 10 нм до 100 нм) Shinjo T. с помощью магнито-силовой микроскопии (MFM) в 2000-м г. [86]. В результате экспериментов было выявлено, что в этих нанодотах реализуется вихревое распределение намагниченности (рисунок 1.5).



а *б*

Рисунок 1.5– Результаты исследования массива пермаллоевых нанодотов диаметром 1 мкм и толщиной 50 нм при помощи магнитной силовой микроскопии [86].

История магнитных скирмионов была начата в шестидесятых годах, когда Т. Скирм, занимавшийся исследованиями в физике элементарных частиц, впервые описал особые топологически стабильные частицы для описания модели нуклона [87]. Сам термион «скирмион» был введен в

научный оборот только в конце семидесятых годов, причем довольно долгое время они имели только теоретический интерес, пока они не были обнаружены во многих веществах, таких как, сверхпроводники [88], конденсат Бозе-Эйнштейна [89], жидкие кристаллы [90], антиферромагнетики [91] и магнетики [92].

Для магнетиков впервые теоретически образование вихреподобных неоднородностей (в данной работе не был использован термин «скирмион», а использовалось определения «магнитный вихрь», а в последующих работах использовалось понятие «солитоны Белавина-Полякова») было показано в работе [66] А. Белавиным и А. Поляковым, которые рассматривали вихреподобные неоднородности, способные зарождаться в бесконечном двумерном ферромагнетике. Они показали, что образование двумерных магнитных вихрей в ферромагнетике возможно только при учете обменного взаимодействия. Данная работа Белавина и Полякова оказала большое влияние на всю дальнейшую теорию магнитных вихрей и скирмионов. В работах [93,94] было введено понятие вихрь-топологический солитон, который был получен как решение уравнения динамики в одноосном ферромагнетике.

Примерно с 2000-ых годов термин «скирмион» окончательно утвердился для описания магнитных вихреподобных неоднородностей такого типа.

Дальнейшие исследования выявили, что магнитные скирмионы могут реализовываться в различных классах магнетиков, как в магнетиках с нецентросимметричной решеткой (киральные магнетики), так и в объемных магнетиках. Киральные магнетики со слабой магнитной кристаллографической анизотропией рассматривались в работах [92, 95], в которых было показано, что магнитные скирмионы в таких структурах могут существовать только в метастабильных состояниях.

Стабильные магнитные скирмионы в магнитных материалах обычно демонстрируют цилиндрическую симметрию относительно оси $O\hat{z}$. Эта

симметрия позволяет выразить намагниченность m в полярной системе координат. Профиль скирмиона, согласно [96], совместно с системой координат приведен на рисунке ниже.

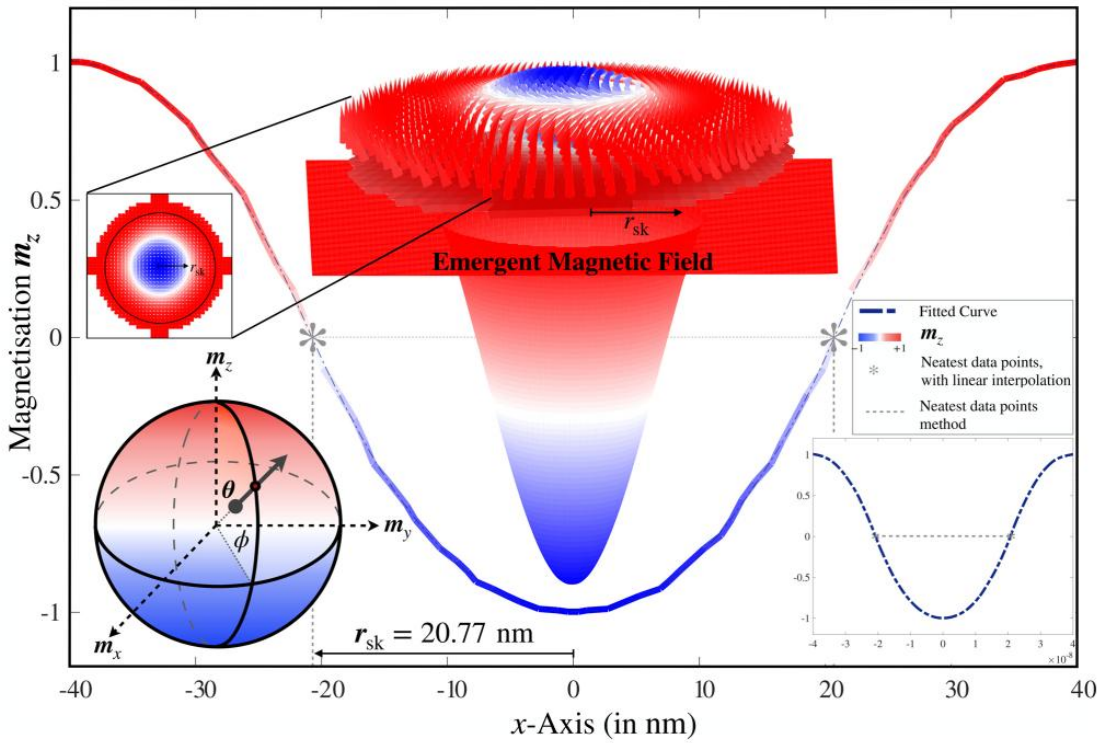


Рисунок 1.6– Профиль намагниченности в скирмионе, полученного в тонкой пленке с размерами 80× 80 ×2 нм, изображение взято из [96]

Профиль намагниченности в скирмионе зависит от параметров образца: константы обменного взаимодействия A, намагниченности насыщения Ms, магнитной кристаллографической анизотропии K, константы взаимодействия Дзялошинского-Мория D, а также от геометрии образца. Как правило, радиус скирмиона R_{sk}определяется численными методами, но есть и аналитические формулы, например [2]:

$$R_{sk} = \pi D \sqrt{\frac{A}{16AK^2 - \pi^2 D^2 K}} \qquad (1.11)$$

Для количественного описания скирмионов используются следующие характеристики: закрученность, завихренность (vorticity) и спиральность (helicity).

Закрученность скирмиона N_{sk} (или топологический заряд Q, или вихревое число [2,96, 97]) определяется формулой:

$$N_{sk} = \frac{1}{4\pi}\iint d^2\boldsymbol{rm} \cdot \left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial y}\right) \tag{1.12}$$

Число N_{sk} показывает, сколько раз спин m(r) = m(x,y) поворачивается вокруг единичной сферы. Именно неизменностью скирмионного числа объясняется уникальность свойств скирмионов. Сохранение топологического заряда является причиной стабильности скирмиона. В сферических координатах N_{sk} в сферических координатах рассчитывается следующим образом:

$$\begin{aligned} N_{sk} &= \frac{1}{4\pi}\int_0^{\infty} dr \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{d\theta(r)}{dr}\frac{d\Phi(\varphi)}{d\varphi} sin\theta(r) \\ &= \frac{1}{4\pi}[cos\theta(r)]_{r=0}^{r=\infty}|\Phi(\varphi)|_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi}] \end{aligned} \tag{1.13}$$

Для ориентации спинов вверх при $r \to \infty$ и ориентации вниз при $r = 0$, подынтегральное выражение определяется как $[\cos\theta(r)]_{r=0}^{r=\infty} = 2$. Введем параметр завихренность $m = [\Phi(\varphi)]_{r=0}^{r=\infty}/2\pi$, тогда $N_{sk} = m$.

Следующая количественная характеристика спиральность (helicity). Определим значение helicity (спиральность) как γ, тогда $\Phi(\varphi) = m\varphi + \gamma$. Спиральность показывает направление вращения намагниченности в плоскости xy.

На рисунке 1.7 приведены различные типы вихрей, скирмионов и других вихреподобных состояний намагниченности с рассчитанными значениями завихренности $m = \pm 1$ и спиральности $\gamma = 0; \pm\pi = 2; \pi$. Завихренность m характеризует меру наличия вихрей, а спиральность γ характеризует меру запутанности вихрей.

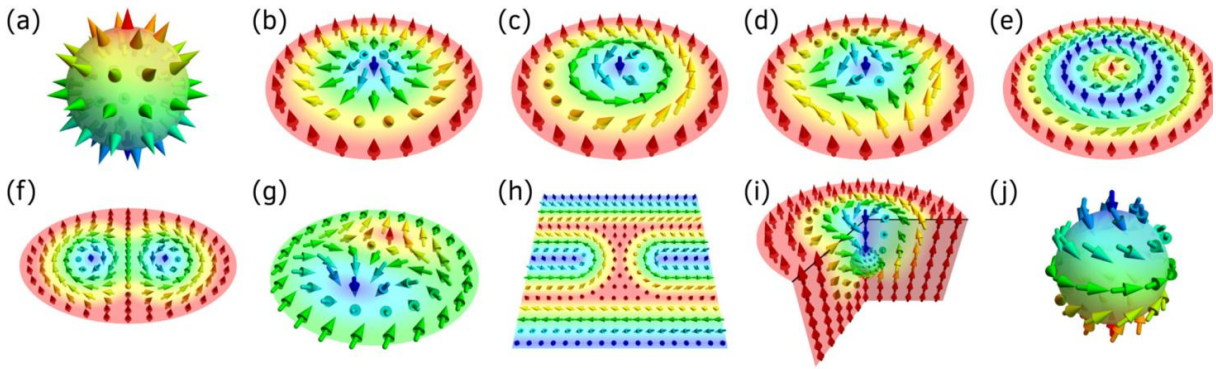


Рисунок 1.7– Примеры различных типов скирмионов, образующихся в киральных магнетиках с взаимодействием Дзялошинского-Мории [1]: a) хеджехог или ёж; b) неелевский скирмион; c) блоховский скирмион; d) антискирмион; e) скирмониум (2π-скирмион); f) бискирмион; g) пример плоскостного скирмиона; h) скирмион в геликоидальной структуре; i) киральный боббер; j) причесанный ёж (антихеджехог), образованный около точки Блоха в плоскости. (изображение взято из [1])

По аналогии с типами доменных границ в ферромагнетиках, скирмионы, для которых m = 1; γ = 0; π называют скирмионами типа Нееля, а скирмионы со значениями $m = 1;\ \gamma = \pm\pi/2$ скирмионами типа Блоха (рисунок 1.8). В скирмионе типа Блоха спины вращаются в тангенциальных плоскостях – то есть перпендикулярно радиальным направлениям при перемещении от кора к периферии. В скирмионе типа Нееля спины вращаются в радиальных плоскостях от кора к периферии [98].

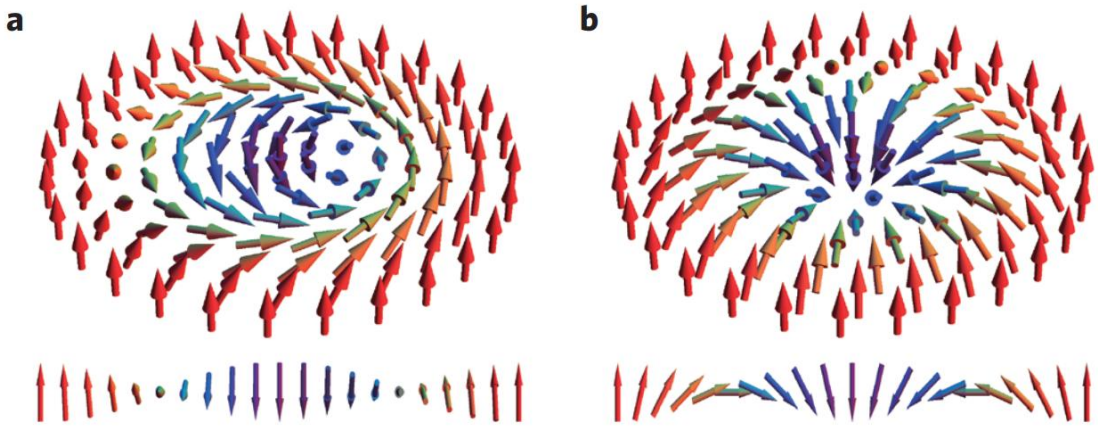


Рисунок 1.8– Схематичное изображение скирмионов типа: a) Блоха и b) Нееля, изображение взято из [98]

Классификация скирмионов по типам завихренности и спиральности приведена на рисунке 1.9. Скирмионы, для которых $m = -1$, называют антискирмионами. Стрелки указывают направление плоскостной компоненты вращения вектора $\vec{m}$ в плоскости, а яркость указывает на нормальную составляющую к плоскости, причем белый цвет обозначает направление вверх, а черный - направление вниз. Все структуры антискирмионов (m = 1) эквивалентны при вращении в плоскости xy [97].

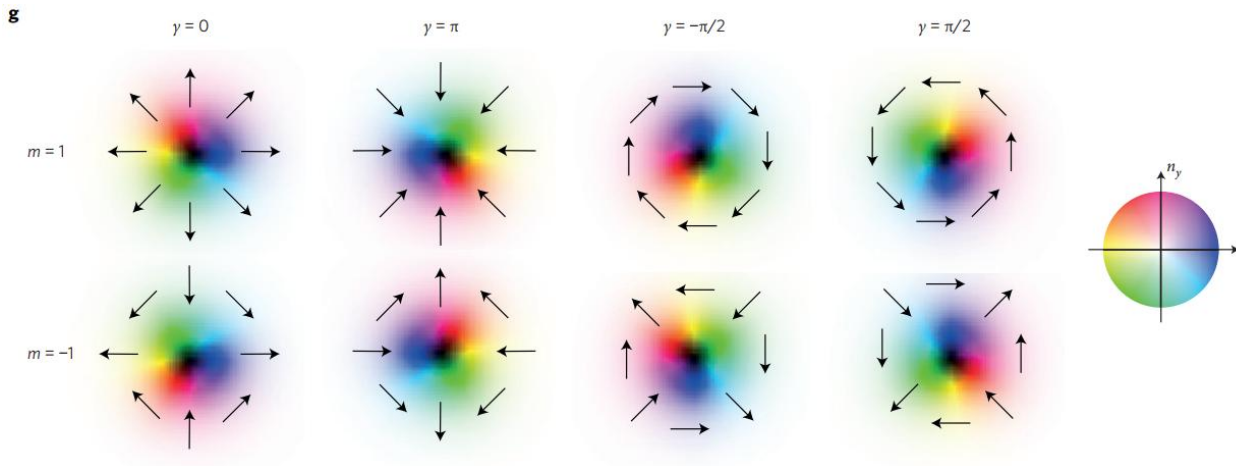


Рисунок 1.9– Классификация типов скирмионов, в зависимости от m, γ, изображение взято из [97]

Отличие магнитного вихря от магнитного скирмиона состоит в том, что для магнитного вихря возможны все комбинации топологических зарядов

(закрученности и полярности), что обусловлено отсутствием в гамильтониане энергетических вкладов, нарушающих симметрию (киральные взаимодействия – взаимодействия Дзялошинского-Мории) [99, 100]. Это отличие можно количественно охарактеризовать значением закрученности. Для магнитных вихрей значение закрученности целочисленные, а для магнитных скирмионов полуцелые. Таким образом, концепция магнитного вихря является более общей, поскольку она не предусматривает ограничений на значения топологических зарядов.

В отличие от ЦМД, в скирмионах отсутствует участок с однородным распределением намагниченности в центре, вместо этого вектор намагниченности начинается изменять своё направление сразу с центра.

Типы магнитных скирмионов, образующихся в магнитных материалах, зависят от свойств материала.

Материалы, в которых могут существовать магнитные скирмионы

Первыми магнитными материалами, в которых скирмионы были обнаружены экспериментально, были кристаллы с симметрией B20, то есть киральные кристаллы, которые не имеют центра симметрии [101]. Таким типичным магнетиком без центра инверсии является силицид марганца MnSi. Преимуществом кристаллов с симметрией B20 является то, что в них могут образовываться решетки скирмионов, что потенциально может обеспечить высокую плотность хранения информации, если использовать скирмион в качестве носителя информации. Но существенным недостатком таких систем является то, что такие скирмионные решетки могут существовать в небольших диапазонах магнитных полей. Кроме того, реализовать скирмионы в таких структурах удалось только при низких температурах, что сделало их использование для практических целей невозможным. В работе [102] показана фазовая диаграмма состояний скирмиона в таком кристалле, из которой видно, что скирмионная фаза возникает только при низких температурах (до 30 К) и магнитных полях около 100 мТл.

Образование скирмионов в киральных магнетиках происходит за счет наличия либо объемного взаимодействия Дзялошинского-Мория (DMI), либо поверхностного (интерфейсного) взаимодействия Дзялошинского-Мория. К настоящему времени известно большое количество материалов, обладающими такого рода взаимодействиями [103-106]. Рассмотрим более подробно оба типа DMI-взаимодействия.

Объемное взаимодействие Дзялошинского-Мория

Объемное взаимодействие Дзялошинского-Мория обусловлено антисимметричным обменным взаимодействием. Простое обменное взаимодействие стремится выровнять спины параллельно или антипараллельно друг другу, в отличие от него антисимметричное обменное взаимодействие стремится расположить спины под углом. Впервые такое взаимодействие было описано И.Е. Дзялошинским для объяснения слабого ферромагнетизма антиферромагнетиков для α-Fe_2O_3 [99] . Энергия такого взаимодействия для антиферромагнетиков определяется следующим образом:

$$E_{DMI} = \vec{D} \cdot \left[\vec{M} \times \vec{L}\right] \tag{1.14}$$

Где $\vec{D}$ −параметр, характеризующий каждый материал, $\vec{M}$ −намагниченность, $\vec{L}$ −вектор антиферромагнетизма. Впоследствии Мория воспользовался данной аналогией для описания взаимодейтсвия отдельных спинов S_i и S_j спины в атомных узлах i и j.

$$E_{DMI} = \vec{D}_{ij} \cdot \left[\vec{S}_i \times \vec{S}_j\right] \tag{1.15}$$

Где $\vec{D}_{ij}$ −вектор, характеризуюший взаимодействие Дзялошинского-Мория. Схематично данное взаимодействие представлено на рисунке 1.10. Как видно из данного рисунка, спины располагаются под углом 90° друг к другу. Наличие такого взаимодействия делает возможным образование различного рода микромагнитных структур, в том числе и скирмионов [10, 13].

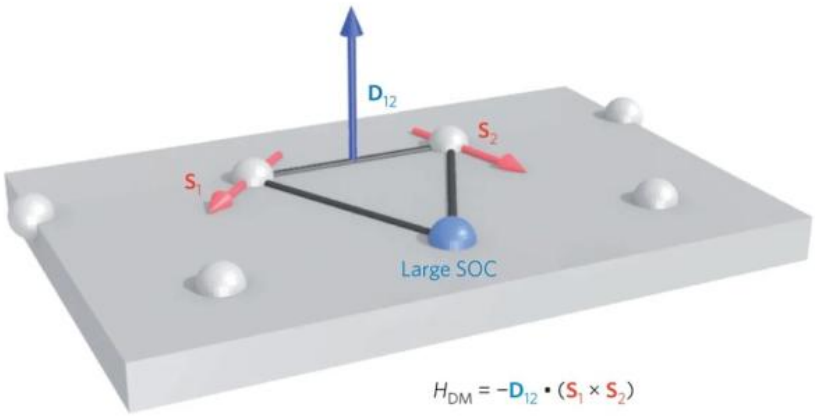


Рисунок 1.10– Схематичное изображение объемного взаимодействия Дзялошинского-Мория [изображение взято из 10]

Для возникновения взаимодействия Дзялошинского-Мория в кристалле должен отсутствовать центр инверсии, как, например, в кристаллах с классом симметрии C_1, C_n, C_{nv}, D_{2d} при n=2, 3, 4, 6, к которым относятся такие соединения, как MnSi, FeCoSi и др.

Другой вид взаимодействия — интерфейсное взаимодействие Дзялошинского-Мория. Схема действия поверхностного взаимодействия Дзялошинского-Мория отличается от механизма действия обычного DMI. Нарушение инверсионной симметрии и возникающее в результате интерфейсное DMI возникает на границах раздела между слоем тяжелого металла и магнитным слоем, содержащим скирмионы (рисунок 1.11). Такие многослойные структуры обладают огромной степенью свободы в выборе магнитных, немагнитных и покрывающих слоев, что позволяет создавать большое количество многослойных материалов, в которых могут зарождаться скирмионы, что делает эти системы чрезвычайно универсальными для потенциальных приложений [104].

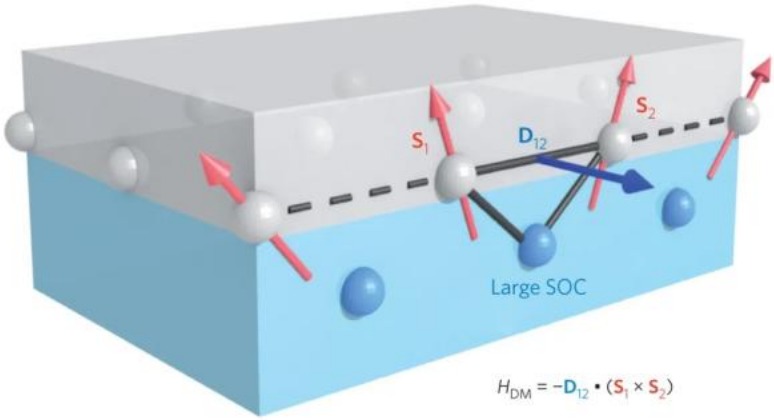


Рисунок 1.11– Схематичное изображение поверхностного взаимодействия Дзялошинского-Мория (изображение взято из [10])

В системах с интерфейсным DMI могут реализовываться неелевские скирмионы, например, в работах [13, 106] было показано, что неелевские скирмионы могут зарождаться в тонких пленках Co, а в работе [108], что в многослойных пленках CoFeB. Скирмионы же блоховского типа стабилизируются за счет размагничивающих полей в материалах, обладающих объемным DMI. Отличительной особенностью таких скирмионов является то, что их можно стабилизировать уже при комнатных температурах. В монографии [104] приведена подробная таблица с указанием типов скирмионов, которые могут зарождаться в различного рода мультислойных пленках.

В некиральных магнетиках также можно стабилизировать скирмионы, например, наноструктурированием. Данный метод был теоретически описан в работе [109], в которой рассматривали пленки CoPt, на поверхности которых были размещены наночастицы Co, обладающих анизотропией типа «легкая плоскость». В такой пленке при определенных размерах возникали скирмионы за счет обменного взаимодействия между наночастицей и пленки. Экспериментально данный метод был реализован в работах [14, 110].

В работах Сапожникова [17, 20, 22] рассматривался вопрос, можно ли наноструктурированием стабилизировать скирмионы в магнитных пленках в

нулевом магнитном поле и при комнатных температурах, а также при отсутствии взаимодействия Дзялошинского-Мория. Ключевая идея данных работ состояла в том, чтобы локально модифицировать материальные параметры магнитной пленки (константы магнитной анизотропии, обменного взаимодействия и/ или размеры образца), тем самым изменив баланс между магнитостатической энергией скирмиона и энергии его доменной стенки. В данных работах была решена задача об условиях устойчивости магнитного скирмиона и выполнено микромагнитное моделирование при помощи пакета программ OOMMF. На основе полученных результатов были изготовлены многослойные пленки на основе Co/Pt, для которых были исследованы магнитные состояния.

Другими способами образования скирмионов является зарождение скирмионов при помощи электрического тока [111, 112] или при действии магнитного [113] и электрического полей [114]. В работе [111] было показано, что стабильные решетки скирмионов могут образовываться ультратонких мультислоях ферромагнетиков из переходных металлов при пропускании через них спин-поляризованного тока уже при комнатных температурах. Такой способ зарождения скирмионов при помощи электрического тока используется в трековой памяти, импульсы тока могут прикладываться как вдоль магнитного образца, так и в направлении перпендикулярном плоскости. При этом перемагничивание обуславливается переносом спинового момента [115]. Скирмионы можно создать при помощи магнитного поля, как было показано в работе [113], в которой магнитное поле, создаваемое иглой сканирующего зондового микроскопа, прикладывалось к многослойному магнетику Pt/Co/Ta. Измерения с помощью просвечивающей электронной микроскопии Лоренца показали, что скирмионы в пленках такого типа относятся к скирмионам Нееля. Электрическое поле может быть использовано для надежного переключения между состоянием скирмиона и ферромагнетиком [114], в которой было исследовано влияние электрического поля на эпитаксиальную пленку Fe толщиной в три атомных слоя на подложке

Ir(111). Для такой структуры основное магнитное состояние без магнитного поля представляет собой спиновую спираль. Когда к такой структуре прикладывается магнитное поле, то образуются магнитные скирмионы.

Альтернативными способами стабилизации скирмионов является локальный нагрев за счет действия лазером [116] и облучение магнитных пленок ионами [21, 117, 118]. В [116] было проведено микромагнитное моделирование и показано, что в киральных магнетиках при помощи локального нагревания отдельных участков при помощи лазерного облучения зарождаются различные топологические магнитные текстуры, в том числе и скирмионы. Получающиеся магнитные состояния резко зависят от интенсивности и размера пятна нагревания.

В работах [21] и [118] было продемонстрировано зарождение ЦМД и скирмионов, путем облучения магнитного образца ионами. В [21] облучали многослойные пленки Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией для локального уменьшения величины магнитной кристаллографической анизотропии. Облучение вызывает смешение атомов на границах раздела Co/Pt. Этот эффект уменьшает межфазную перпендикулярную (легкую ось) анизотропию. В зависимости от дозы облучения перпендикулярная анизотропия может быть уменьшена или даже преобразована в легкоплоскостную. Дозу и распределение ионов удобно контролировать, что позволяет, как правило, уменьшать энергию анизотропии в ограниченных участках образцов, за счет чего облученные области переключаются раньше, чем окружающий материал, что приводит к образованию структур, подобных скирмионам. Таким образом, локальное облучение магнитной пленки ионами He^+ может позволить получить решетку из ЦМД и скирмионы. Размер пятен облучения составлял 100 и 200 нм. В работе [118] так же изучались наноструктурированные пленки Co/Pt, состоящие из 5 чередующихся слоев Co (толщиной 0,5 нм) и Pt (толщиной 1 нм). Для облучения использовались ионы Ga, в результате чего создавались искусственные скирмионы и антискирмионы, стабилизированные благодаря дипольным взаимодействиям.

Такие структуры оказались устойчивы при комнатных температурах. Создаваемыми скирмионами и антискирмионами можно легко управлять внешним магнитным полем. В данной работе так же были исследованы процессы перемагничивания для выяснения энергетической стабильности образующихся магнитных структур.

Перспективные свойства скирмионов. Столь интенсивное изучение скирмионов и активные поиски материалов, в которых они могут быть реализованы, связано с их уникальными свойствами, которые могут найти широкое применение в спинтронике. Необычными свойствам скирмионов являются скирмионный [2] и топологический эффекты Холла [119], движение скирмионов под действием небольших электрических токов [5,120], необычные спин-волновые свойства [121-122], флексомагнитоэлектрический эффект [123] и т.д.

В общем случае эффектом Холла называется поперечное отклонение заряженных частиц под действием на них силы Лоренца, вызываемой электромагнитным полем. Первоначально данный эффект наблюдали только у заряженных частиц, но впоследствии он был обнаружен и у скирмионов, которые не имеют электрического заряда, но обладают другим зарядом – топологическим. Скирмионный эффект Холла заключается в отклонении скирмионов не только в направлении приложенного электрического тока, но и в направлении, перпендикулярном к нему. Скирмионный эффект Холла был обнаружен в работе [124], в которой при помощи рентгеновской микроскопии исследовали движение скирмионов в тонких многослойных пленках [Pt (3,2 нм)/ CoFeB (0,7 нм)/ MgO (1,4 нм)], которые обладают сильной перпендикулярной магнитной анизотропией.

Топологический эффект Холла – это влияние создаваемого скирмионом собственного электрического поля на транспортные свойства [7,125]. Под действием спин-поляризованного тока магнитные скирмионы могут смещаться более интенсивно, чем магнитные домены [6]. В отличие от скирмионного эффекта Холла, который является классическим физическим

явлением, топологический эффект Холла уникален, поскольку отражает природу скирмионов. Топологический эффект Холла электронов считается отличительной чертой фазы скирмиона [126,127]. Чтобы измерить его, к начальному скирмиону прикладывается электрическое поле j и определяется плотность тока.

Кроме того, скирмионы отличаются высокой мобильностью и легкостью манипулирования [127], а также топологической устойчивостью [128]. К отрицательным свойствам, которыми могут обладать скирмионоподобные материалы, является бистабильность [129].

Применение скирмионов. Благодаря своим особым свойствам, скирмионы считаются перспективными материалами для использования в различных устройствах спинтроники. Условно применения магнитных скирмионов можно разделить на традиционные и нетрадиционные. Концепция традиционного применения магнитных скирмионов означает использование скирмионов в традиционных магнитных и спинтронных устройствах, которые были предложены ранее для магнитных доменов и вихрей. Замена доменных стенок магнитными скирмионами может повысить производительность и энергоэффективность создаваемых устройств. К традиционным потенциальным способам применения скирмионов относятся использование скирмионов в качестве носителя информации для трековой памяти [10,130-132]; в логических вычислениях [11,133]; в качестве двоичных носителей информации для хранения данных, для создания транзисторов [134-137]); для создания наногенераторов с вращающимся моментом STNO (spin-torque nano-oscillator) [138].

К нетрадиционным потенциальным способам применения скирмионов относятся использование скирмионов для выполнения нетрадиционных и небулевых вычислений, таких как вероятностные [139], стохастические [140], и резервуарные вычисления [141-143], а также мемристорные и нейроморфные вычисления [144]. Например, в работе [145] была предложена концепция скирмионного мемристора. Мемристор – это тип основного

пассивного элемента схемы, который может менять своё сопротивление, в зависимости от величины прошедшего электрического тока [144-145]. Принцип работы скирмионного мемристора основан на сходстве с работой нейронов в человеческом мозге.

1.2 Микромагнитные структуры, образующиеся в области дефектов магнитных материалов

Как было отмечено ранее, на свойства микромагнитных неоднородностей оказывают наличие дефектов в магнетиках. Такие дефекты присутствуют практически всегда в реальных магнетиках, в связи с несовершенством технологий изготовления магнитных образцов [28,148], воздействием на магнитные образцы локальным тепловым нагревом [111, 149], оптическим облучением [150]; неоднородным электрическим полем [151-153], магнитным полем [154] и т.д. Наличие дефектов может оказывать существенное влияние на микромагнитные неоднородности и их свойства, на процессы намагничивания и перемагничивания [24-31], на спин-переориентационные фазовые переходы [32,33], на структуру и свойства доменных границ [34-40]. Особенности взаимодействия доменных границ с различного типа дефектами в тонких магнитных пленках рассмотрено в обзоре [155], где приводятся также результаты микромагнитного моделирования. На дефектах возможен пининг доменной границы, наблюдаемый экспериментальными методами. Его можно описать при помощи микромагнитного моделирования, что позволяет изучить процессы динамики ДГ, изменение кривой петли гистерезиса и т.д.

Таким образом, дефекты могут повлиять на различные характеристики магнитных материалов, и как следствие, на работоспособность различного рода устройств, сконструированных на базе данных магнитных материалов, поэтому возникает необходимость исследований влияния дефектов на свойства микромагнитных неоднородностей.

Существующие дефекты в магнетиках могут привести к зарождению различных нетривиальных микромагнитных структур, например, таких, как треугольные домены [154], заряженные цилиндрические магнитные домены [153], спиральные домены [156,157], магнитные вихри и скирмионы [1-3, 158], скирмониумы [159], бискирмионы [160] и т.д.

Активное исследование влияния дефектов на свойства вихреподобных неоднородностей было начато после того, как был определен большой потенциал практического использования скирмионов и магнитных вихрей в электронике.

Исследования влияния дефектов на скирмионы и их свойства были приведены в обзоре [158]. Это влияние рассматривается на трёх уровнях (1) на атомарном уровне, при котором рассматривается взаимодействие скирмионов с атомными дефектами; 2) взаимодействие скирмионов с массивными дефектами, размеры которых позволяют использовать приближения микромагнетизма; 3) взаимодействие скирмионов с большим количеством внутренних дефектов, придающих материалу определенную степень детализации и беспорядка). Кроме того, приводятся методы расчета микромагнитных структур, которые могут образовываться на дефектах, в том числе и скирмионов.

В магнитных нанодотах дефекты могут оказывать существенное влияние на структуру, динамику и устойчивость микромагнитных неоднородностей (вихрей и скирмионов). Рассматриваемые дефекты делятся на три группы: материальные дефекты, то есть дефекты, связанные с локальным изменением каких-либо свойств материала, например, константы магнитной анизотропии или обменного взаимодействия, или же искусственно включаемые примеси, дефекты типа отверстия или антидоты, а также дефекты поверхности магнетика. Дефекты всех типов могут стать центрами зарождения магнитных вихрей и скирмионов.

Влияние точечных примесей, содержащихся в магнитных нанодисках из пермаллоя, на динамику и траекторию магнитных вихрей рассмотрено в

работах [161,162], в которых использовалось численное моделирование для расчета динамики спинов. Сами дефект представлял собой кольцо из магнитных примесей, которые могут быть литографически вставлены в магнитный образец. Было установлено, что магнитные вихри могут, как притягиваться, так и отталкиваться от примесей. Наличие кольца из магнитных примесей не только позволяет модулировать гиротропную частоту вихрей, но и позволяет ограничивать кор вихря, а сама гиротропная частота зависит от параметров кольца. Влияние таких точечных примесей, как одиночных, так и множества примесей расположенных в виде кольца, совместно с приложенным внешним магнитным полем исследовалось в [42,43], в которых было показано, что наличие дефектов искажает петлю гистерезиса, что обусловлено пиннингом вихря на дефектах.

Влияние наличия отверстий (антидотов) на магнитные вихри рассматривалось в [16,45,46,163-166]. В [163] было исследовано поведение магнитного вихря в присутствии одного и двух антидотов, и установлено, что, в общем, вихрь «проваливается» на отверстии, но при некоторых особых соотношениях между размером и положением отверстия, а также размером диска, кор вихря может переключаться. Наличие же второй антиточки, полностью меняет динамику вихря, и кор вихря со временем попадает в один из дефектов. После захвата центр вихря все еще колеблется с очень высокой частотой и малой амплитудой вокруг центра дефекта. В [164] рассматривали нанодиски из пермаллоя с малым соотношением сторон с одним отверстием, на котором был зафиксирован пининг магнитного вихря; также было изучено поведение магнитного вихря возле отверстия.

Экспериментально влияние антидотов на динамику магнитных вихрей было рассмотрено в [165], где методом ферромагнитного резонанса с пространственным разрешением в частотной области исследована динамика магнитных вихрей в тонких пермаллоевых дисках, имеющих искусственные дефекты в виде мелких отверстий в различных местах диска. Было установлено, что обычно наблюдаемое гиротропное вихревое движение в

приложенном микроволновом поле напряженностью 1 мТл подавляется. Однако, если дополнительно приложить статическое магнитное поле с величиной напряженности не менее 4,3 мТл, на искусственном дефекте зарождается вихрь и вновь начинается модифицированное гиротропное движение.

В работе [167] было рассмотрено влияние дефектов, созданных сфокусированным ионным пучком, в тонкопленочных кольцах и исследованы с помощью магнитно-силовой микроскопии процессы намагничивания, кроме того, было исследовано влияние размера области с точечными дефектами, местоположения и распределения дефектов на общее состояние намагниченности.

В вышеперечисленных работах исследование влияния наличия антидотов на магнитные вихри проводилось с помощью микромагнитного моделирования и экспериментального исследования. Было показано, что свойства таких массивов антидотов могут существенно зависеть от геометрической формы отверстия, их размера и их относительного расположения друг относительно друга. Это позволяет легко манипулировать магнитными структурами, варьируя параметры образца и размеры антидотов. Такие структуры с антидотами являются перспективными объектами для построения магнитной памяти [168].

Взаимодействие скирмионов с дефектами в виде антидотов рассматривалось в работах [7,168-172]). В работе [168] рассматривались процессы пининга скирмионов на дефекте типа «потенциальная яма», встроенном в центральную часть диска, были рассчитаны значения энергии вихря в диске при помощи микромагнитного моделирования. Процессы пининга скирмиона на дефектах описаны в [169] при помощи теории функционала плотности; в данной работе рассматривались атомные дефекты в образце MnSi. Для Mn, замещенного Zn или Ir, и Si, замещенного Pb, взаимодействие является притягивающим, что указывает на пиннинг скирмиона. В то время как для Mn, замещенного Co, взаимодействие дефекта

со скирмионом носит слабоотталкивающий характер. Также было изучено влияние примесей на магнитные и электронные свойства. На макроуровне процессы пининга скирмионов были проанализированы в [170], где изучали магнитные пленки со встроенными в них дефектами в виде нанодисков с отличающимися свойствами материальных параметров, при наличии взаимодействия Дзялошинского-Мория.

Процессы динамики кора магнитного скирмиона исследованы в работе [171], где была подготовлена теоретическая основа для описания динамики магнитных скирмионов путем учета двух геометрических координат (радиуса R и ширину стенки w) в классическом уравнении Тиля. В данной работе управление скирмионами осуществляется током. Влияние переменного тока и дефектов также рассматривается в работе [172], в которой при помощи моделирования на атомном уровне исследуются процессы динамики одиночного скирмиона, взаимодействующего с асимметричным линейным массивом выступов под воздействием внешнего переменного тока. Массив линейных выступов расположен в плоскости xy и состоит из магнитных стенок вблизи края нанотрека, которые имеют наклонные линейные выступы в нанотрек. Структура образует жесткую ось для движения в направлении -x и легкую ось для движения в направлении +x. Структура с такого рода дефектом может быть использована для создания надежной передачи данных для устройств спинтроники, использующих скирмионы в качестве носителей информации, где направлением и скоростью скирмионов можно управлять, изменяя только амплитуду и частоту переменного тока.

Представляет интерес исследование влияния дефектов и на другие микромагнитные скирмионоподобные структуры. Так, в работе [160] изучается поведение бискирмиона в ферромагнитных нанотреках, вызванное спин-поляризованным током, и сравнивается эффект Холла бискирмиона с обычным эффектом Холла скирмиона. Было показано, что бискирмион расщепляется на скирмион и всплеск спиновых волн (выходящих из разрушенного скирмиона). В статье [173] была исследована динамика

изолированного бимерона в антиферромагнитной системе при наличии магнитных дефектов. Бимерон приводится в движение крутящими моментами, обусловленными спин-поляризованным током.

Дефекты, связанные с изменением материальных параметров магнетика, по характеру взаимодействия с магнитной подсистемой, можно разделить на 2 вида: дефекты типа «потенциальный барьер» и типа «потенциальная яма». В случае типа «потенциальный барьер» такие дефекты при взаимодействии с магнитной подсистемой дают положительный вклад в энергию магнетика, а в случае дефекта «потенциальная яма» – отрицательный вклад. В последнем случае дефектов типа «потенциальная яма», как показано в работе [18,174] при определенных условиях, могут образовываться неоднородности, которые соответствуют 0^0 ДГ. Они бывают двух типов: малоамплитудные (0^0 ДГ (I)) и большеамплитудные (0^0 ДГ (II)) неоднородности, и различаются размерами, энергией и амплитудой (максимальным углом отклонения вектора **M** от равновесной ориентации намагниченности в доменах). Распределение намагниченности 0^0 ДГ для двух типов неоднородностей, согласно [174], показано на рисунке 1.12.

Экспериментальные подтверждения образования данных неоднородностей приведены в работе [175], в которой были исследованы в поляризационном микроскопе с помощью магнитооптических методов неоднородности, образовывающиеся на дефектах в магнитоодноосных пленках. В ходе наблюдений было установлено, что на дефектах типа «потенциальная яма» образуются микромагнитные неоднородности с различными амплитудами, при этом высокоамплитудные неоднородности отличаются наличием ореола.

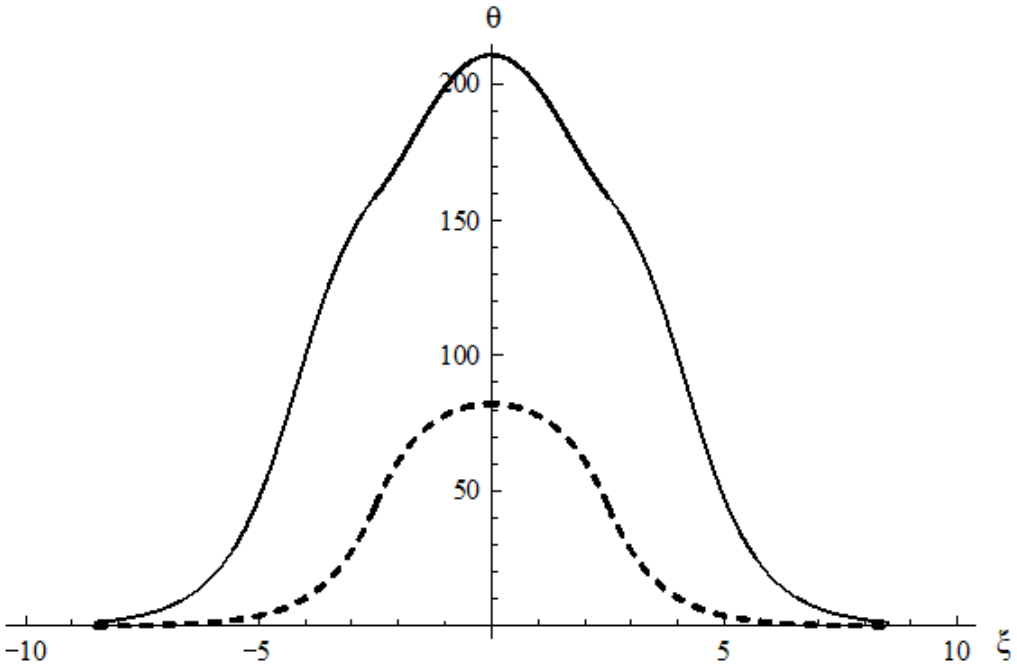


Рисунок 1.12– Графики, иллюстрирующие распределение намагниченности в 0^0 ДГ (I) (штриховая линия) и 0^0 ДГ (II) (сплошная линия) при следующих значениях материальных параметров: $K_{u2} = -K_{u1}, R_0 = 7, A_2 = A_1, Q = 5, M_{s2} = M_{s1}, = \mathrm{l} = 5\Delta\mathrm{l}$ [174]

Схематичные изображения 0^0 ДГ (I) и 0^0 ДГ (II) приведены на рисунке 1.13 и 1.14, соответственно.

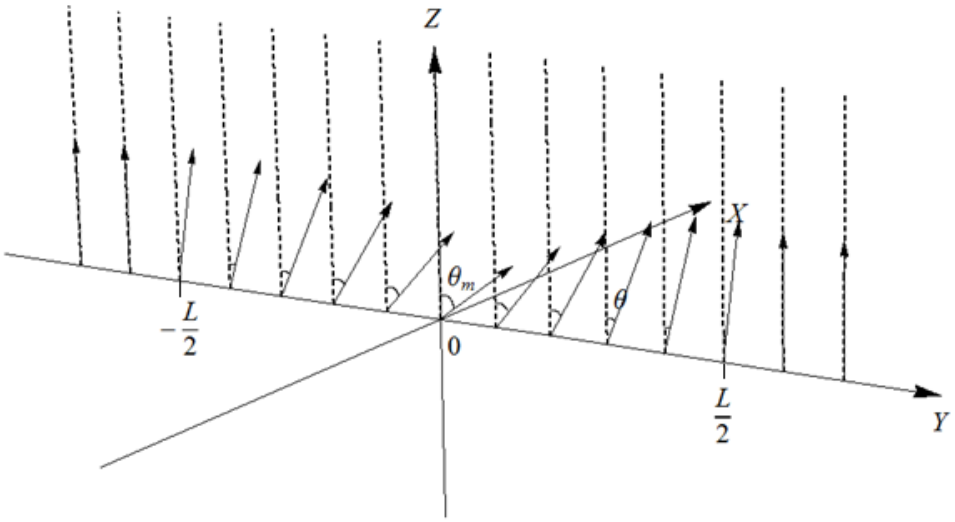


Рисунок 1.13– Схематичное изображение распределения намагниченности в 0^0 ДГ (I)

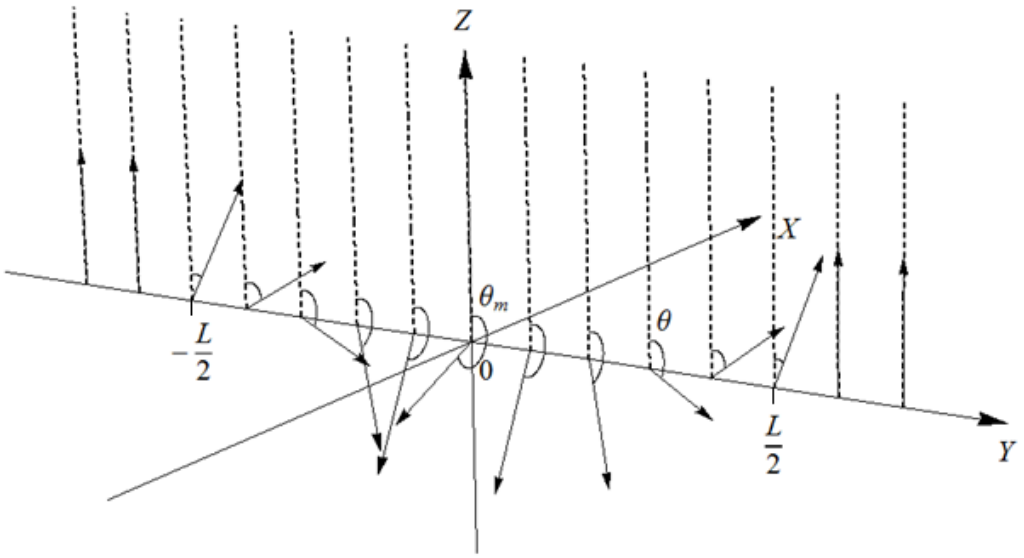


Рисунок 1.14– Схематичное изображение распределения намагниченности в 0^0 ДГ (II)

Как было показано, в работе [174] каждый тип 0^0 ДГ при определенных условиях, которые выявляются из диаграммы их устойчивости, может быть стабильным образованием. Это позволяет найти область значений материальных параметров, которые могут оказывать влияние на процессы спиновой переориентации и процессы перемагничивания магнетиков.

1.3 Выводы по главе 1

Анализ проведенного литературного обзора показывает, что изучение вихреподобных неоднородностей, способных образовываться на дефектах в ферромагнетиках, является актуальной задачей. Существующие дефекты в ферромагнетиках могут привести к зарождению различных вихреподобных микромагнитных структур, таких, как магнитные вихри, скирмионы, скирмониумы, бискирмионы и т.д. Из всех данных типов микромагнитных структур, магнитный скирмион может рассматриваться как перспективный объект для проектирования устройств спинтроники за счет своих уникальных свойств: скирмионный и топологический эффекты Холла, возможность движения скирмионов под действием небольших электрических токов, необычные спин-волновые свойства, легкость управления скирмионами, их топлогическая устойчивость и меньшие размеры, по сравнению с магнитными вихрями, вследствие чего, достигается большая плотность записи информации.

При этом размеры скирмиона, его стабильность, поля переключения скирмионов, зависят от внутренних магнитных параметров среды (параметров магнетика), внешних условий (например, магнитных полей, температуры), а также геометрии образца, и, в частности, от наличия и типа дефектов, присутствующих в магнетике. Дефекты способны оказывать влияние на размеры скирмиона, устойчивость, поля переключения, процессы перемагничивания образца и т.д. Также дефекты могут стать центрами образования скирмионов. Поэтому изучение влияния различных видов дефектов на структуру и свойства скирмионов являются актуальной задачей, требующей дальнейших исследований.

Глава 2. Структура и свойства вихреподобных неоднородностей, образующихся на колумнарных дефектах в одноосных пленках

2.1. Постановка задачи

В реальных магнетиках, имеющиеся в них дефекты, являются, по крайней мере, двумерными объектами. Поэтому будем рассматривать одноосную ферромагнитную пленку (толщиной D), в которой имеет место дефект в виде сквозного цилиндра радиуса R_0. Соответственно, будем считать, что в пленке содержится колумнарный дефект типа «потенциальная яма». Геометрия задачи приведена на рисунке 2.1.

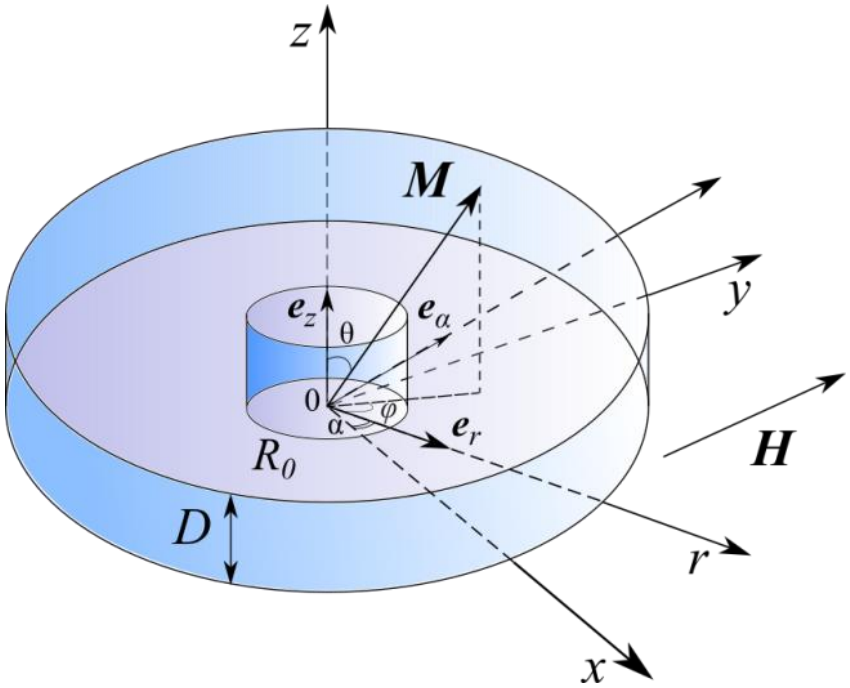


Рисунок 2.1– Схематическое представление магнитоодноосной пленки с колумнарным дефектом. Здесь начало декартовой системы координат (x, y, z) и цилиндрической системы координат (r, α, z) совпадают, причем точка О расположена на нижней поверхности пленки. Оси $0z$ также совпадают

Учитывая симметрию магнетика, выберем цилиндрическую систему координат (r, θ, z) с центром О, совпадающим с центром окружности

колумнарного дефекта, и расположенным на нижней поверхности пленки: $z = 0$ (рисунок 2.1). Наличие колумнарного дефекта в пленке определяется следующей зависимостью параметров материала $\mathrm{P} = (\mathrm{A}, \mathrm{K_u}, \mathrm{M_s})$ от радиальной переменной r:

$$\mathrm{P} = \begin{cases} \mathrm{P_1}, \mathrm{r} > \mathrm{R_0} \\ \mathrm{P_{2,}} \mathrm{r} \leq \mathrm{R_0} \end{cases} \qquad (2.1.)$$

где A - обменный параметр, $\mathrm{M_s}$ – намагниченность насыщения. Здесь $\mathrm{P_i}$=$(\mathrm{A_i}, \mathrm{K_{ui}}, \mathrm{M_{si}})$ – значения параметров вне (i=1) и внутри (i=2) дефекта, причем $\mathrm{K_{u2}} < 0$ (дефект типа «потенциальная яма»). Единичный вектор намагниченности $\boldsymbol{m} = \boldsymbol{M}/M_s$ будут зависеть только от переменной r. Очевидно, вектор $\boldsymbol{m}$ удобнее выразить через угловые переменные θ, φ в виде $\boldsymbol{m}$=$(\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta)$, где θ, φ, соответственно, полярный и азимутальный углы вектора $\boldsymbol{m}$. Будем считать, что магнитные неоднородности, имеющие место в таком магнетике, имеют блоховскую структуру [176] и, следовательно, вектор $\boldsymbol{m}$ будет описываться только одним углом θ, отчитывающимся от оси Oz. Однако такая ситуация может измениться в ультратонких пленках, когда $D \ll \Delta_0$ [177], где $\Delta_0 = \sqrt{A/K_u}$ – характерный размер ДГ в одноосных пленках [148]. В силу сказанного будем считать, что $D > \Delta_0$. Тогда энергию E магнитных неоднородностей пленки, приведенную к площади его сечения плоскостью xOz, можно записать в виде:

$$E = \int (\varepsilon_{ex} + \varepsilon_A + \varepsilon_m + \varepsilon_H)\, dV \qquad (2.2.)$$

где ε_{ex} – плотность энергии обменного взаимодействия, ε_A – плотность энергии магнитной одноосной анизотропии, ε_m – плотность магнитостатической энергии. Они, соответственно, равны:

$$\varepsilon_{ex} = A \frac{\partial m_i}{\partial x_j} \frac{\partial m_j}{\partial x_i} \qquad (2.3)$$

где по индексам $\mathrm{i, j} = \mathrm{x, y, z}$ ведется суммирование. В цилиндрической системе координат плотность энергии ε_{ex} примет вид:

$$\varepsilon_{ex} = A[\left(\frac{\partial\theta}{\partial r}\right)^2 + \frac{1}{r^2}\left(\frac{\partial\theta}{\partial\alpha}\right)^2 + sin^2\theta\left(\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2] \quad (2.4)$$

Энергия магнитной кристаллографической анизотропии для одноосного ферромагнетика выражается в виде [148]:

$$\varepsilon_A = K(m_x^2 + m_y^2) \quad (2.5)$$

Выражение для магнитостатической энергии образца имеет вид:

$$\mathrm{E_m} = -\int_{\mathrm{v}} \frac{1}{2}\mathbf{M}\mathbf{H}_{\mathrm{m}}\mathrm{dv} \quad (2.6)$$

где v – объем образца, $\mathbf{H}_{\mathrm{m}}$ – напряженность магнитостатического поля рассматриваемой пленки, которая находится из решения уравнений магнитостатики:

$$\begin{cases} div\,\boldsymbol{B} = 0, rot\,\mathbf{H}_{\mathrm{m}} = 0 \\ \boldsymbol{B} = \mathbf{H}_{\mathrm{m}} + 4\,\pi\mathbf{M} \end{cases} \quad (2.7)$$

Учитывая второе соотношение в системе (2.7), $\mathbf{H}_{\mathrm{m}}$ можно записать через скалярный потенциал ψ, согласно [178], следующим образом:

$$\mathbf{H}_{\mathrm{m}} = -\boldsymbol{\nabla}\,\Psi \quad (2.8)$$

Подставляя в уравнения магнитостатики выражение для потенциала, получим [179]:

$$\begin{gathered} \boldsymbol{\nabla}^2\psi = 4\pi\boldsymbol{\nabla}\mathbf{M}, 0 < z < D \\ \boldsymbol{\nabla}^2\psi = 0, \mathrm{z} < 0, z > D \end{gathered} \quad (2.9)$$

где ψ непрерывная функция, а на границах образца выполняются условия: $\psi\,\big|_{\mathrm{z=0}} = 0, \psi\,\big|_{\mathrm{z=D}} = 0, \boldsymbol{\nabla}\psi\,\big|_{\mathrm{z}\to\pm\infty} \to 0$. Тогда

$$\psi(\mathrm{r}) = \int_{\mathrm{v}} \frac{\sigma_{\mathrm{v}}(\mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\mathrm{dv}' + \int_{\mathrm{s}} \frac{\sigma_{\mathrm{s}}(\mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}\mathrm{ds}' \quad (2.10)$$

где первый интеграл берется по всему объему пластины, а второй – по обеим поверхностям пластины. Здесь, $\sigma_{\mathrm{v}} = -\mathrm{div}\mathbf{M}$, $\sigma_{\mathrm{s}} = \mathbf{Mn}$ являются плотностями, соответственно, объемных и поверхностных «магнитных зарядов», а $\mathbf{n}$ нормаль к поверхности. Тогда магнитостатическая энергия образца может быть записана следующим образом:

$$E_m = -\frac{1}{2}\int_v \mathbf{M}\mathbf{H_m}dv = \frac{1}{2}\int_v \mathbf{M}\nabla\psi dv = \frac{1}{2}\int_s \mathbf{M}\mathbf{n}\psi ds - \frac{1}{2}\int_v \psi div\mathbf{M}dv$$

$$= \frac{1}{2}\int_v \sigma_v\psi dv + \frac{1}{2}\int_s \sigma_s\psi dv$$

$$= \frac{1}{2}\int_v\int_{v'} \frac{\sigma_v\sigma_v'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}dvdv' + \frac{1}{2}\int_v\int_s \frac{\sigma_v\sigma_s'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}dvds' \qquad (2.11)$$

$$+ \frac{1}{2}\int_s\int_{v'} \frac{\sigma_s\sigma_v'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}dsdv' + \frac{1}{2}\int_s\int_{s'} \frac{\sigma_s\sigma_s'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}dsds'$$

Второй и третий интегралы в последних выражениях равны и после интегрирования по z и z' они зануляются.

Для магнитных неоднородностей блоховского типа $div\mathbf{M} = 0$. В итоге имеем:

$$E_m = \frac{1}{2}\int_s\int_{s'} \frac{\sigma_s\sigma_s'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}dsds' \qquad (2.12)$$

В дальнейшем используем разложение Фурье-Бесселя [180]:

$$\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} = \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m \cos[m(\alpha-\alpha')]\int_0^{\infty} J_m(kr)\,J_m(kr')e^{-k|z-z'|}dk \qquad (2.13)$$

где $\varepsilon_0 = 1,\ \varepsilon_m = 2 \ldots m \neq 0$. Учитывая $\sigma_s = M_s\cos\theta$, получим

$$E_m = M_s^2\int_0^{\infty}\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} \cos\theta\cos\theta' \sum_m \varepsilon_m \cos[m(\alpha - \alpha')]\int_0^{\infty} J_m(kr)\,J_m(kr')(1-e^{-kD})rdrr'dr'd\alpha d\alpha' dk) \qquad (2.14)$$

Здесь учтено, что интеграл (2.11) удваивается, когда рассматриваются взаимодействия поверхностных зарядов друг с другом. После интегрирования по переменным α, α' и k, получим:

$$\mathrm{E_m} = 4\pi \mathrm{M_s^2} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \cos\theta(\mathrm{r}) \cos\theta(\mathrm{r}')[\mathrm{k_0 K(k_0)} - \mathrm{kK(k)}]\sqrt{\mathrm{rr}'}\ \mathrm{drdr}' \qquad (2.15)$$

где

$$k_0 = \frac{2\sqrt{rr'}}{r+r'}, k = \frac{2\sqrt{rr'}}{\sqrt{(r+r')^2 + D^2}} \qquad (2.16)$$

$K(s) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-s^2 sin^2\varphi}}$ – эллиптический интеграл 1-го рода, s – его модуль.

Тогда полная энергия магнетика запишется в виде:

$$E = 2\pi D \int_0^{+\infty} \{A(r)\left[\left(\frac{d\theta(r)}{dr}\right)^2 + \frac{sin^2\theta(r)}{r^2}\right] + K(r) sin^2\theta(r) + \frac{2M_S(r)}{D} cos\theta(r) \int_0^{+\infty} M_S(r')\, cos\theta(r') \left[k_0 K(k_0) - kK\big((k)\big]\sqrt{\frac{r'}{r}}\, dr'\right\} r dr \qquad (2.17)$$

Распределение намагниченности можно получить, решая уравнения Эйлера-Лагранжа, которые соответствуют минимуму энергии (2.16), и имеют вид:

$$\frac{\partial E}{\partial U_i} - \nabla \frac{\partial E}{\partial \nabla U_i} = 0 \qquad (2.18)$$

где $i = 1,2..n, U_i$ −компоненты n-мерного поля. Уравнение Эйлера-Лагранжа для энергии (2.17) примет вид:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(Ar\frac{d\theta}{dr}\right) - sin\theta cos\theta\left(K_u + \frac{A}{r^2}\right) + M_s sin\theta\left\{\frac{2}{D}\int_0^{\infty} M_s{}' cos\theta'[k_0 K(k_0) - kK(k)]\sqrt{\frac{r'}{r}}dr'\right\} = 0 \quad (2.19)$$

При численном интегрировании уравнения (2.19) удобнее перейти к нормированным величинам, в частности, параметры, имеющие размерность длины, будут приведены к ширине Δ_1, величина магнитного поля H – к полю одноосной анизотропии $H_u = 2K_{u1}/M_{s1}$, $(h = H/H_u)$, кроме того был задействован такой важный параметр как фактор качества материала $Q = K_{u1}/2\pi M_{s1}^2$, который также является безразмерным.

В соотношении для полной энергии образца (2.17) в подынтегральном выражении, характеризующем обменную энергию, второе слагаемое, характеризующее обменную энергию, представляет собой одноосную анизотропию, константа которой зависит от радиуса r и убывает с возрастанием r.

Наличие такого слагаемого является одной из основных причин существования вихреподобных неоднородностей типа скирмионов, магнитных вихрей, ЦМД и т.д.

Учитывая (2.1), решение уравнения (2.19) будем искать в виде

$$\theta = \begin{cases}\theta_1, r > R_0\\ \theta_2, r \le R_0\end{cases} \quad (2.20)$$

где θ_1 и θ_2 функции от r, удовлетворяющие уравнению (2.19), а также граничным условиям:

$$\begin{gathered}\theta_1(r) \to 0, \pi, \theta_1'(r) \to 0 \text{ при } r \to \infty\\ \theta_2(r) \to 0, \pi \text{ при } r \to 0\end{gathered} \quad (2.21)$$

Кроме того они удовлетворяют условиям «сшивки» [175]:

$$\theta_1(R_0) = \theta_2(R_0)\ ,\ A_1\theta_1'(R_0) = A_2\theta_2'(R_0) \qquad (2.22)$$

Из условий (2.22) следует, что производная $\theta'(r)$ должна испытывать скачок. Однако в дальнейшем, когда мы будем рассматривать случай: $A_1 = A_2$, то тогда $\theta'(r)$ будет непрерывной функцией.

Здесь надо отметить, что все выражения и параметры в работе основаны на гауссовых единицах измерения.

Уравнение Эйлера-Лагранжа (2.19), которое описывает распределение намагниченности в магнетике является нелинейным интегро-дифференциальным уравнением с непостоянными коэффициентами. Его невозможно решить аналитически, поэтому расчет осуществлялся численным интегрированием. Для решения задачи был использован метод параллельной стрельбы, в рамках которого полученную краевую задачу сводят к задаче Коши [181-183].

Составленная таким образом программа позволяет найти распределение намагниченности в неограниченной пленке, содержащей колумнарный дефект, из которого были получены графики зависимостей радиальной компоненты m_z, графики зависимостей размера R_v (радиуса кора), энергию E_v вихреподобного состояния от внешнего магнитного поля h, а также построить диаграммы области существования вихреподобного образования в приведенных масштабах.

2.2. Результаты расчетов

Как показали расчеты, на колумнарном дефекте способны образовываться вихреподобные неоднородности четырех видов [184,185] (рисунок 2.2). Они имеют блоховское распределение намагниченности и различаются полярностью кора и ориентацией единичного вектора намагниченности $\mathbf{m}_0$ на периферии пленки: $\mathbf{m}_0 = \mathbf{m}(\infty)$. Два из них (первый с $m_z(0) = 1, m_z(\infty) = 1$ и второй с $m_z(0) = -1, m_z(\infty) = -1$) представляют вырожденные состояния нетопологического солитона [27, 184], а два других

(третий с $\mathrm{m_z}(0) = -1, \mathrm{m_z}(\infty) = 1$ и четвертый с $\mathrm{m_z}(0) = 1, \mathrm{m_z}(\infty) = -1$) - вырожденные состояния магнитного скирмиона (Рис. 2.2). Двухкратное вырождение вихреподобных состояний по полярности кора обусловлено наличием в группе симметрии рассматриваемой системы элемента σ_h (плоскости отражения).

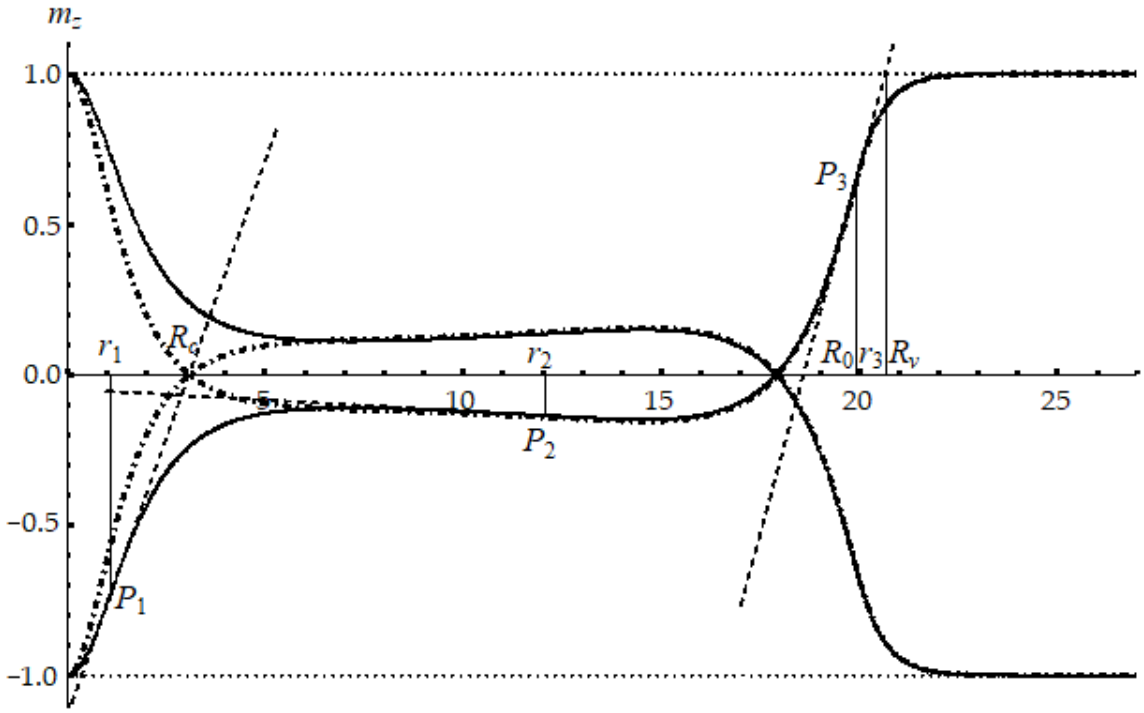


Рисунок 2.2– Распределение намагниченности в вихреподобной неоднородности при следующих значениях материальных параметров материала: $K_{u2} = -K_{u1}, R_0 = 7, A_2 = A_1, Q = 5, M_{s2} = M_{s1}, D = 10$. Здесь пунктирными линиями обозначены касательные к соответствующим точкам перегиба.

Устойчивость вихреподобных неоднородностей существенно зависит от параметров дефекта ($\mathrm{P_2}$ и $\mathrm{R_0}$), а также от фактора качества материала $\mathrm{Q} = \mathrm{K_{u1}}/2\pi M_{s1}^2$ [148, 184]; всегда существуют предельные значения $\mathrm{R_0}$ и Q, меньше которых данные неоднородности не образуются, а также предельная величина $\mathrm{k} = \mathrm{K_{u2}}/\mathrm{K_{u1}}$, больше которой они не существуют. В дальнейшем будем предполагать, что $\mathrm{M_{S1}} = \mathrm{M_{S2}}$, $\mathrm{A_1} = \mathrm{A_2}$. Следует отметить, что скирмионные состояния являются энергетически более выгодными, чем состояния, соответствующие нетопологическому солитону. Это обусловлено

отсутствием в последних замыкания магнитного потока и поэтому они представляют метастабильные микромагнитные структуры [184]. Кроме того, вихреподобные неоднородности различаются топологическим зарядом q и конфигурацией: так в случае магнитных скирмионов $-\mathrm{q} = 1$ и в профиле распределения намагниченности имеются три точки перегиба, а в случае нетопологических солитонов $-\mathrm{q} = 0$ и в профиле содержится только две точки перегиба. В то же время (как видно из Рис. 2) во всех четырех видах вихреподобных неоднородностей в их структуре можно условно выделить три участка вращения магнитных моментов: центральный участок (кор), в котором вектор намагниченности выходит и плоскости; пологий участок, где доминирующим влиянием обладает легкоплоскостная анизотропия дефекта и участок границы дефекта, где происходит резкое вращение магнитных моментов, приходящееся на единицу длины D, обусловленное влиянием одноосной анизотропии типа лёгкая ось. Если в коре и в граничном участке происходит резкое изменение величины $\mathrm{m_z(r)}$ на единицу длины, то промежуточный участок характеризуется более плавным изменением $\mathrm{m_z(r)}$. Возникновение промежуточного участка (как, впрочем, и вихреподобные неоднородности) полностью обусловлено наличием в пленке колумнарного дефекта такого типа. При увеличении $\mathrm{R_0}$ его конфигурация становится более рельефнее [184], что выражается в возрастании его размеров и в уменьшении угла наклона кривой $\mathrm{m_z(r)}$ к радиальной оси Or в его области. Отсюда следует, что при больших $\mathrm{R_0}$ магнитные моменты в промежуточном участке практически будут лежать в плоскости пленки.

На рисунке 2.2 представлено распределение намагниченности в вихреподобном образовании, которое образуется на колумнарном дефекте. Таким образом, благодаря специфике изменения намагниченности, существуют 3 точки перегиба (M_1, M_2, M_3) , точка M_3 определяет радиус кора. Для расчета радиуса кора используется метод Лилли [185]. Согласно этому методу радиус кора можно определить по следующей формуле:

$$R_v = r_3 + \frac{1 - m_z(r_3)}{m_z'(r_3)} \tag{2.23}$$

В данном выражении $r_3 -$ координата крайней точки перегиба M_3, $m_z'(r_3) -$ производная функции $m_z(r)$. Точка R_v является координатой точки пересечения касательной, которая проходит через точку перегиба r_3 с прямой $m_z(r) = 1$. Микромагнитная неоднородность, обладающая тремя точками перегиба, в одномерной модели [33] называется «перетяжкой», которая по сути является зародышем новой фазы при спин-переориентационном фазовом переходе I-го рода (флуктуационный механизм и зародышеобразование).

График зависимости энергии вихреподобных образований с полярностью $m_z(0) = -1$ (сплошная линия) и $m_z(0) = 1$ (штриховая линия) от радиуса дефекта R_0 представлен на рисунке 2.3.

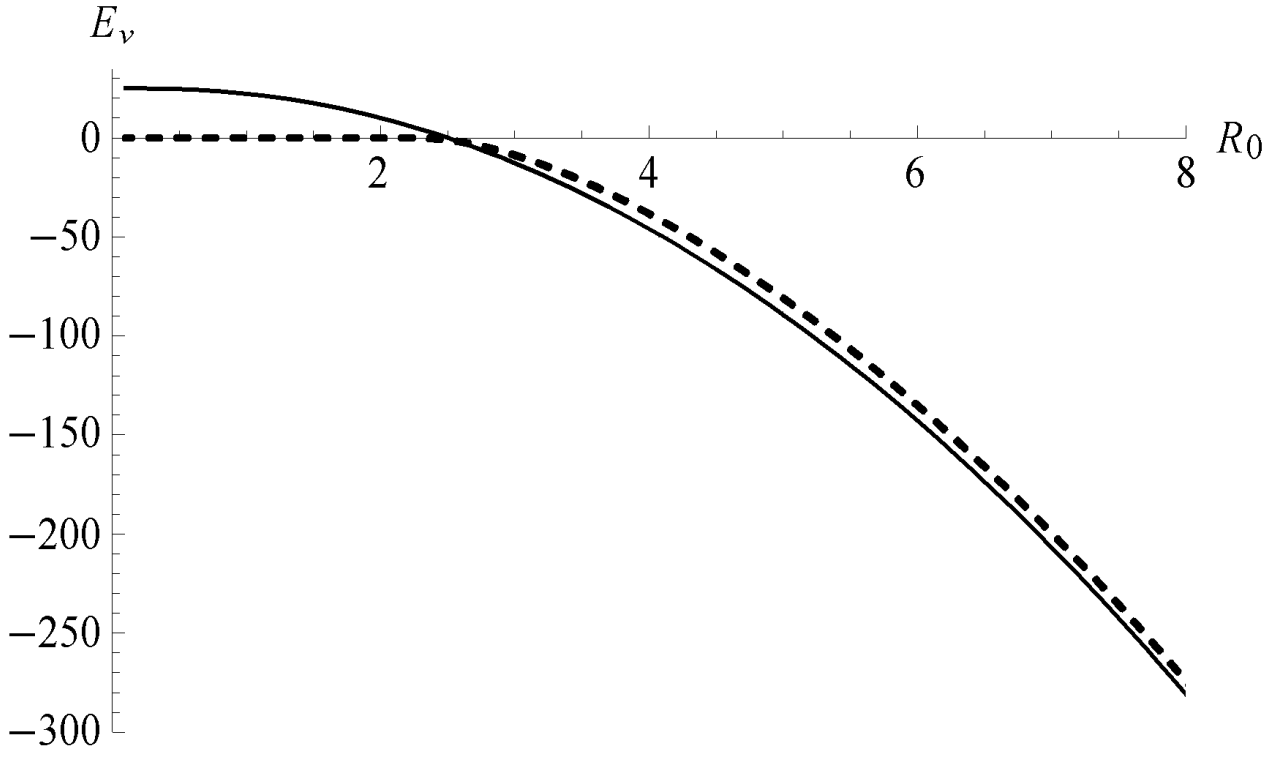


Рисунок 2.3– График зависимости энергий вихреподобных образований с полярностью $m_z(0) = -1$ (сплошная линия) и $m_z(0) = 1$ (штриховая линия) от радиуса дефекта R_0 при следующих значениях материальных параметров материала: $K_{u2} = -K_{u1}, R_0 = 7, A_2 = A_1, Q = 2, M_{s2} = M_{s1}, D = 10$.

Если полярность кора $m_z(0) = 1$, то образующаяся микромагнитная неоднородность будет представлять собой нетопологический солитон с другой полярностью кора. Таким образом, две различные микромагнитные неоднородности обладают различной энергией, и неоднородность с $m_z(0) = -1$ является более энергетически выгодной. В точке пересечения графиков их энергий, вихрь с $m_z(0) = 1$ исчезает. Разность энергий двух микромагнитных неоднородностей ΔE зависит от магнитостатической энергии, радиуса дефекта R_0, фактора качества Q, при увеличении Q разность уменьшается, а при $Q > 10$ асимптотически приближается к некоторому значению. В таком случае радиус кора рассчитывается по формуле:

$$R_C = r_1 - \frac{m_z(r_1)}{m_z'(r_1)} \tag{2.24}$$

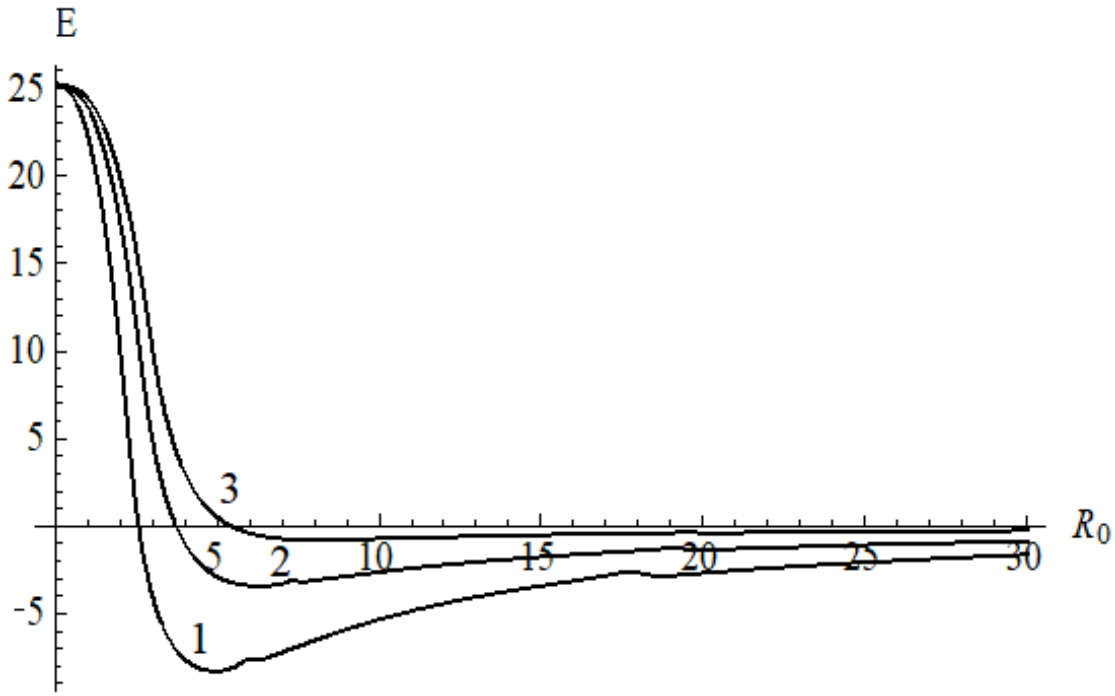


Рисунок 2.4– График зависимости разности энергий вихреподобных образований с полярностью $m_z(0) = -1$ и $m_z(0) = 1$ от радиуса дефекта при следующих значениях материальных параметров материала: $K_{u2} = -K_{u1}, R_0 = 7, A_2 = A_1, M_{s2} = M_{s1}, D = 10$. Линия 1 соответствует $Q = 2$, линия 2 – $Q = 5$, линия 3– $Q = 20$

С возрастанием радиуса дефекта R_0 вплоть до значения $7\Delta_1$, а после асимптотически стремится к некоторому предельному значению, величина которого зависит от глубины потенциальной ямы K_{U2} и фактора качества Q. График зависимости радиуса скирмиона от радиуса дефекта представлен на рисунке 2.5. Размер вихря зависит от размера дефекта R_0 и глубины потенциальной ямы K_{U2}. При некотором значении радиуса дефекта возникает скачкообразный характер данной зависимости радиуса вихря от радиуса дефекта, что связано с образованием перетяжки. Данное значение радиуса дефекта зависит от величины K_{U2}. Полученные зависимости в двух масштабах приведены на рисунках 2.5 и 2.6.

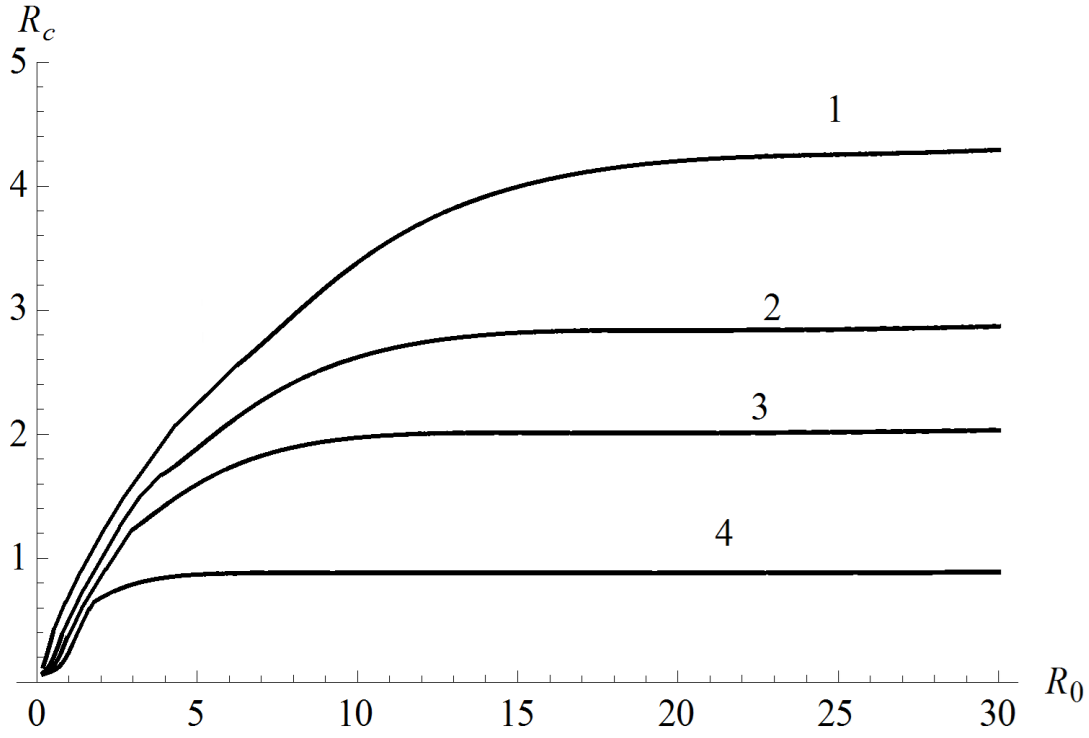


Рисунок 2.5– Графики зависимости размера кора вихреподобного образования с полярностью $m_z(0) = -1$ от радиуса дефекта при следующих значениях материальных параметров: $K_{u2} = -K_{u1}, A_2 = A_1, Q = 5, M_{s2} = M_{s1}, D = 10$. Линия 1 соответствует $K_{u2} = -0{,}2K_{u1},$, линия 2 – $K_{u2} = -0{,}5K_{u1},$, линия 3 – $K_{u2} = -K_{u1},$, линия 4 – $K_{u2} = -5K_{u1}$

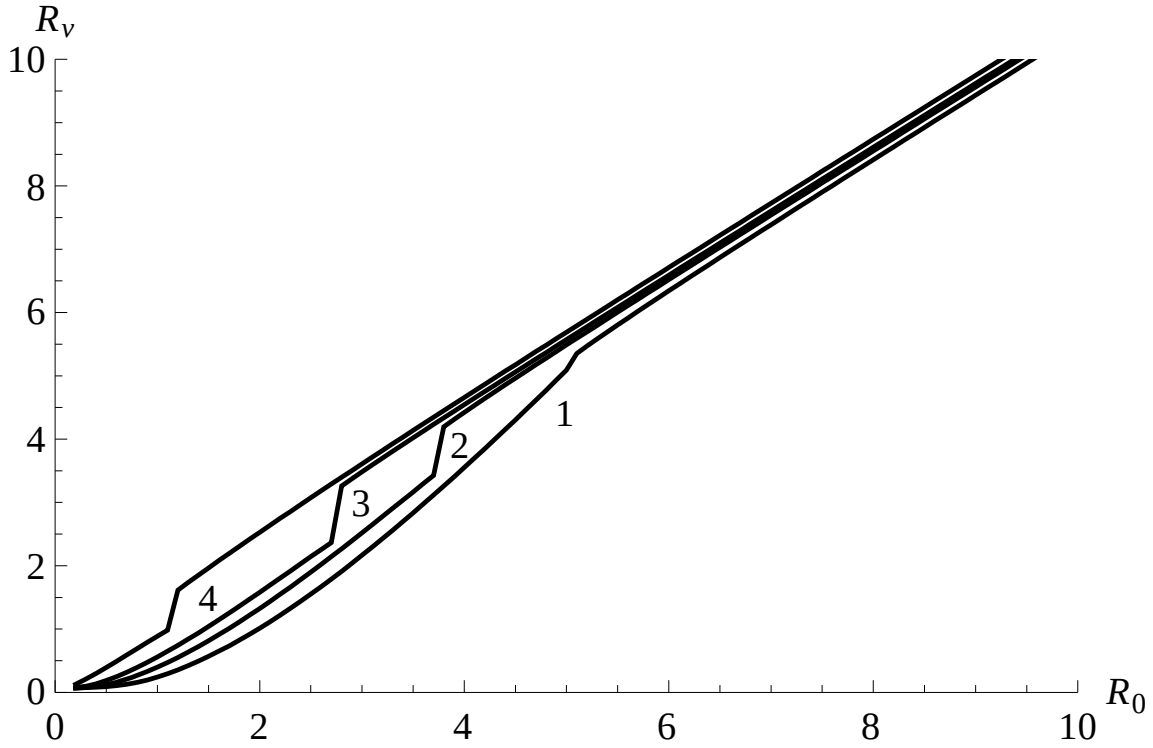


Рисунок 2.6– Графики зависимости размера вихреподобного образования с полярностью $m_z(0) = -1$ от радиуса дефекта при следующих значениях материальных параметров: $K_{u2} = -K_{u1}, A_2 = A_1, M_{s2} = M_{s1}, D = 10$

Рассмотрим теперь области устойчивых состояний обоих типов вихреподобных неоднородностей. На условия образования их устойчивых состояний существенное влияние оказывают размагничивающие поля, которые в свою очередь зависят от величины фактора качества Q. Анализ влияния данного параметра показан в виде диаграммы устойчивых состояний в переменных $Q - R_0$ (см. рисунок 2.7). Область существования вихреподобной неоднородности, обладающей полярностью $m_z(0) = -1$, Q снизу ограничена некоторой кривой, которая принимает максимальное значение $Q_{max} = 1.4$ при малых значениях R_0, а минимальное значение $Q_{min} \to 1$ при больших значениях R_0.

Данная кривая, представляющая границу области устойчивости вихреподобных образований, как было отмечено выше, существенно зависит от глубины потенциальной ямы K_{U2}, тем она ближе к критической линии $Q_0 =$

1, поскольку при возрастании K_{U2} уменьшается энергия дефекта. Она практически не зависит от M_{s2}. Но эта кривая зависит от значений параметра A_2, с увеличением которого ($A_2 > A_1$) кривая $Q = Q_1(R_0)$ смещается вверх, и смещается вниз, если $A_2 < A_1$ уменьшается.

Другая ограничивающая кривая зависит от K_{U2} и M_{s2}, с увеличением $|K_{U2}|$ эта кривая смещается влево, что означает расширение области устойчивостей рассматриваемых неоднородностей. Аналогичная зависимость характерна при изменении параметра M_{s2}.

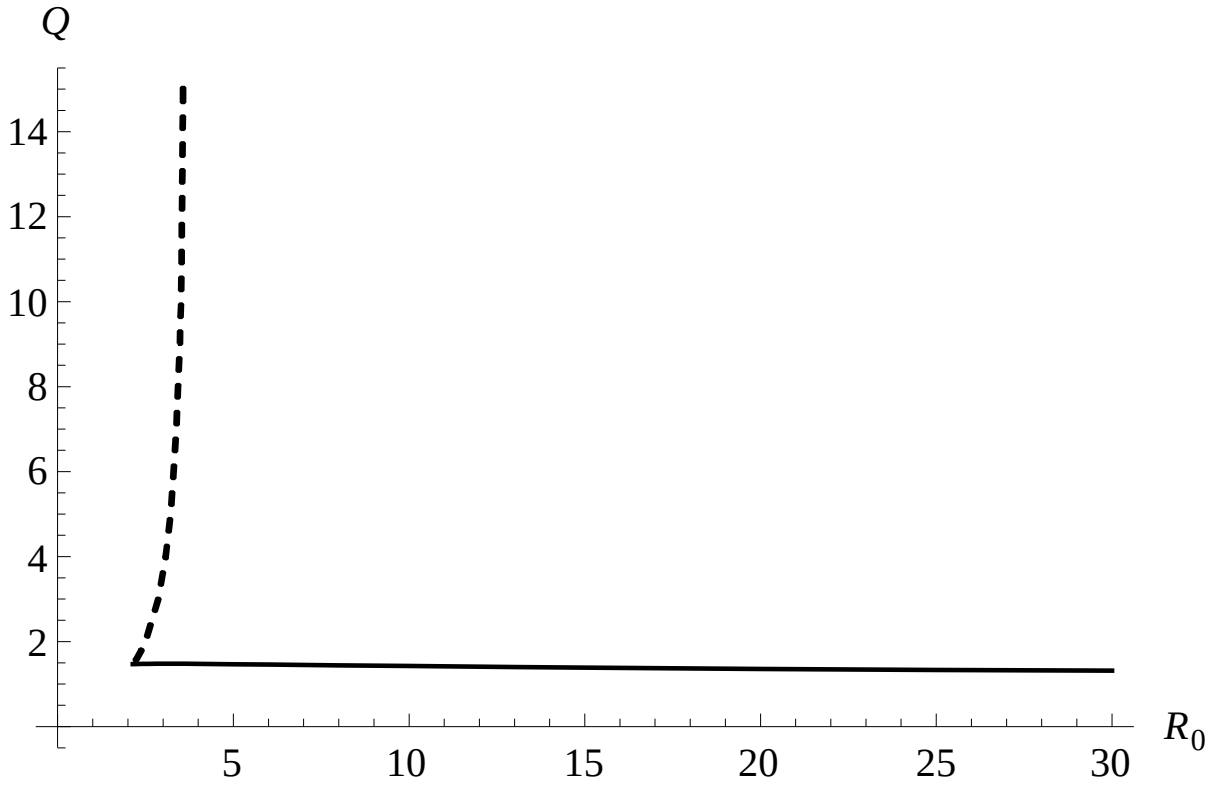


Рисунок 2.7– Диаграмма области устойчивости вихреподобного образования с полярностью $m_z(0) = -1$ при следующих значениях материальных параметров: $K_{u2} = -K_{u1}, A_2 = A_1, M_{s2} = M_{s1}, D = 10$

Таким образом, было установлено, что в магнитоодноосных пленках, содержащих колумнарный дефект типа «потенциальная яма», могут образовываться вихреподобные неоднородности. Характеристики данных вихреподобных неоднородностей определяются материальными параметрами дефекта, а также его радиусом.

Результаты численного анализа показывают, что в нулевом поле (h=0) в исследуемой пленке при определенных значениях параметров материала возможно образование на колумнарном дефекте четырех типов вихреподобных неоднородностей, различающихся ориентацией намагниченности в центре кора (полярностью) и направлением намагниченности на периферии (r→ ∞): с $m_z(0) = 1$ и $m_z(\infty) = 1$ (первый тип), с $m_z(0) = -1$ и $m_z(\infty) = 1$ (второй тип), с $m_z(0) = -1$ и $m_z(\infty) = -1$(третий тип), с $m_z(0) = 1$ и $m_z(\infty) = -1$(четвертый тип). Соответственно, второй и четвертый типы вихреподобных неоднородностей имеют одинаковую энергию и обладают топологическим зарядом, равным единице (q=1) и, следовательно, представляют магнитный скирмион, двухкратно вырожденный относительно операции зеркального отражения в плоскости, компланарной с поверхностью пленки. В первом и третьем типах вихреподобных неоднородностей отсутствует топологический заряд (так называемые нетопологические солитоны [22,36,37]), они также обладают одинаковой энергией, и представляют вырожденные состояния нетопологического солитона.

Как видно из рисунке 2.8 с уменьшением фактора качества Q увеличивается максимальное значение $|m_z(r)|$ в промежуточной области, что в итоге приводит к уменьшению радиуса кора вихреподобных неоднородностей первого типа и, соответственно, к увеличению ее промежуточной области. Немного иначе ведет себя вихреподобные неоднородности второго типа при понижении Q (рисунок 2.9). В этом случае $|m_z(r)|$ также увеличивается. В то же время радиус ее кора увеличивается, а ее промежуточный участок, удаляющийся от центра дефекта, имеют противоположную тенденцию: его размер уменьшается, но менее заметно.

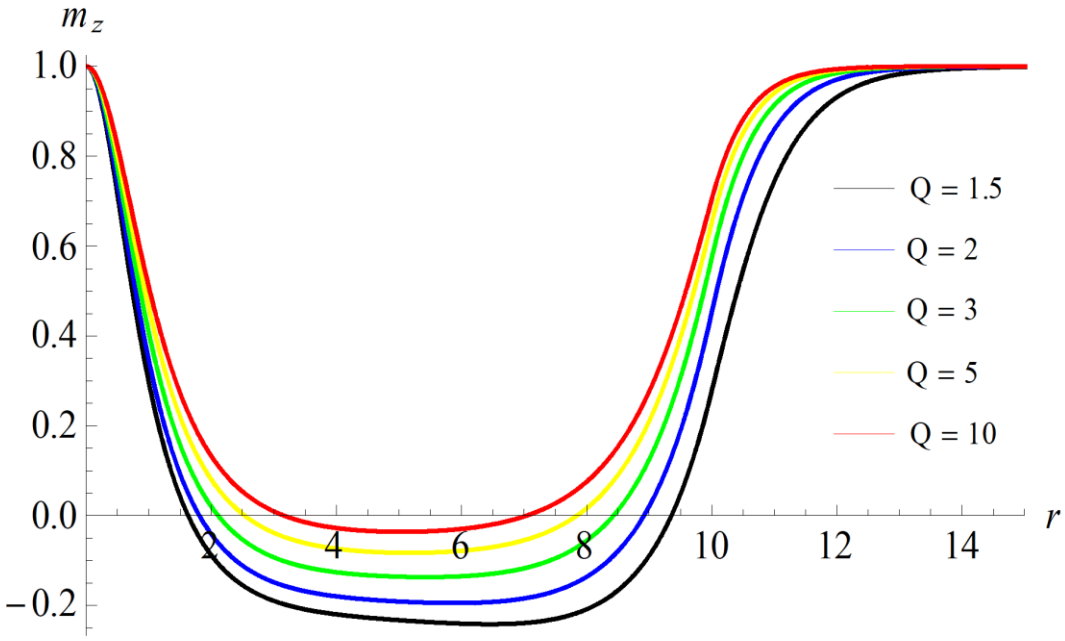


Рисунок 2.8– Графики зависимости m_z от радиальной координаты r для вихреподобных неоднородностей первого типа при различных значениях величины Q. Здесь значение материальных параметров следующие: $K_{u2} = -K_{u1}, A_2 = A_1, M_{s2} = M_{s1}, D = 10, \mathrm{R_0} = 10, \mathrm{h} = 0$.

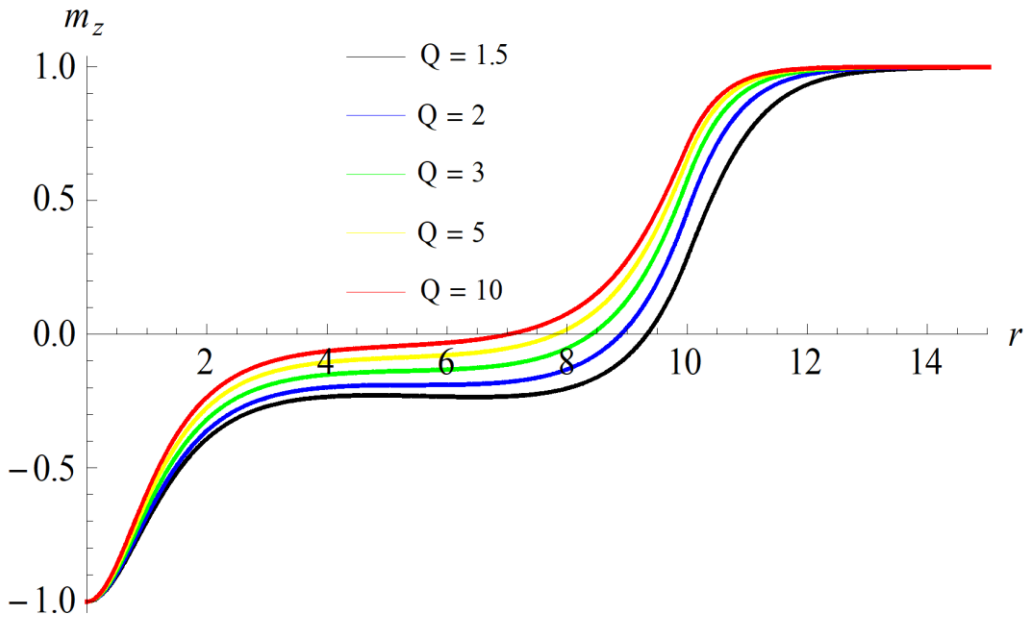


Рисунок 2.9– Графики зависимости m_z от радиальной координаты r для вихреподобных неоднородностей второго типа при различных значениях величины Q. Здесь значение материальных параметров следующие: $K_{u2} = -K_{u1}, A_2 = A_1, M_{s2} = M_{s1}, D = 10, \mathrm{R_0} = 10, \mathrm{h} = 0$.

На промежуточный участок вихреподобных неоднородностей наиболее существенное влияние оказывают характеристики дефекта: его радиус R_0 и параметр K_{u2}, характеризующий глубину потенциальной ямы. Как показывают расчеты (рисунки 2.10 и 2.11), с возрастанием радиуса колумнарного дефекта R_0, размеры этой области во всех типах вихреподобных неоднородностей также увеличиваются, причем при больших R_0 зависимость от величины R_0 становится линейной.

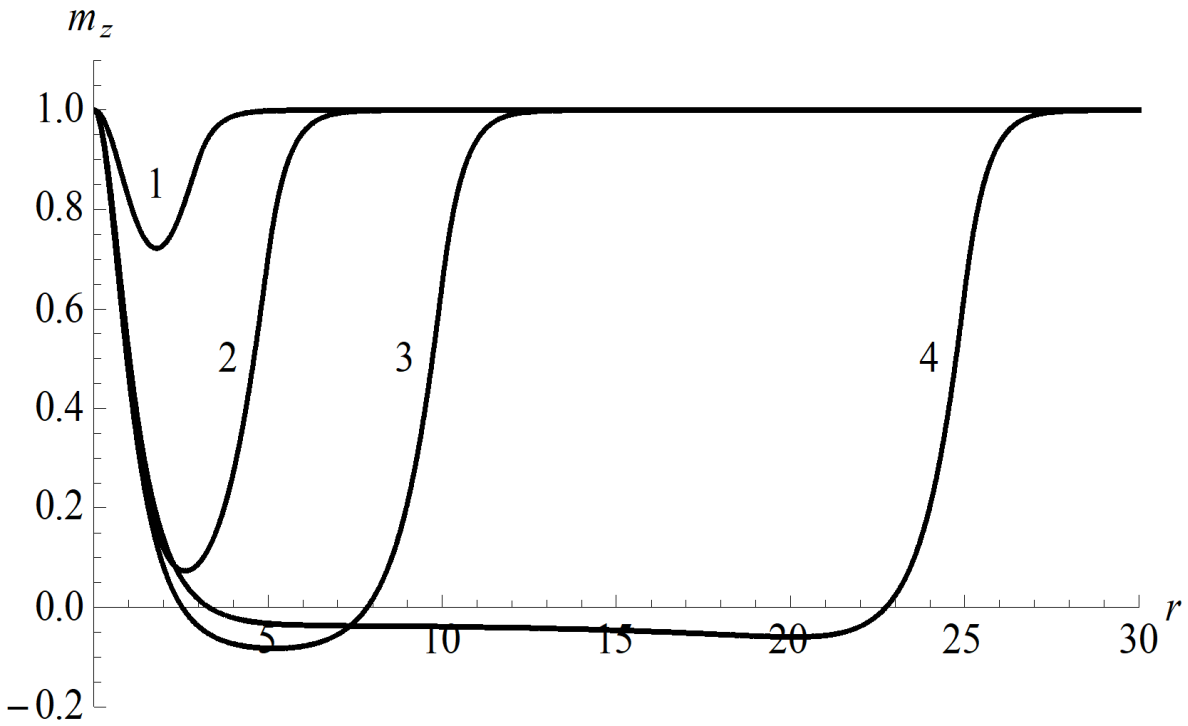


Рисунок 2.10– Графики зависимости m_z от радиальной координаты r для вихреподобных неоднородностей первого типа при различных значениях параметра R_0 : линия 1 соответствует R_0=3, линия 2 – R_0=5, линия 3 – R_0=10, линия 4 – R_0=25. Здесь $Q = 5, A_2 = A_1, D = 10, h = 0$.

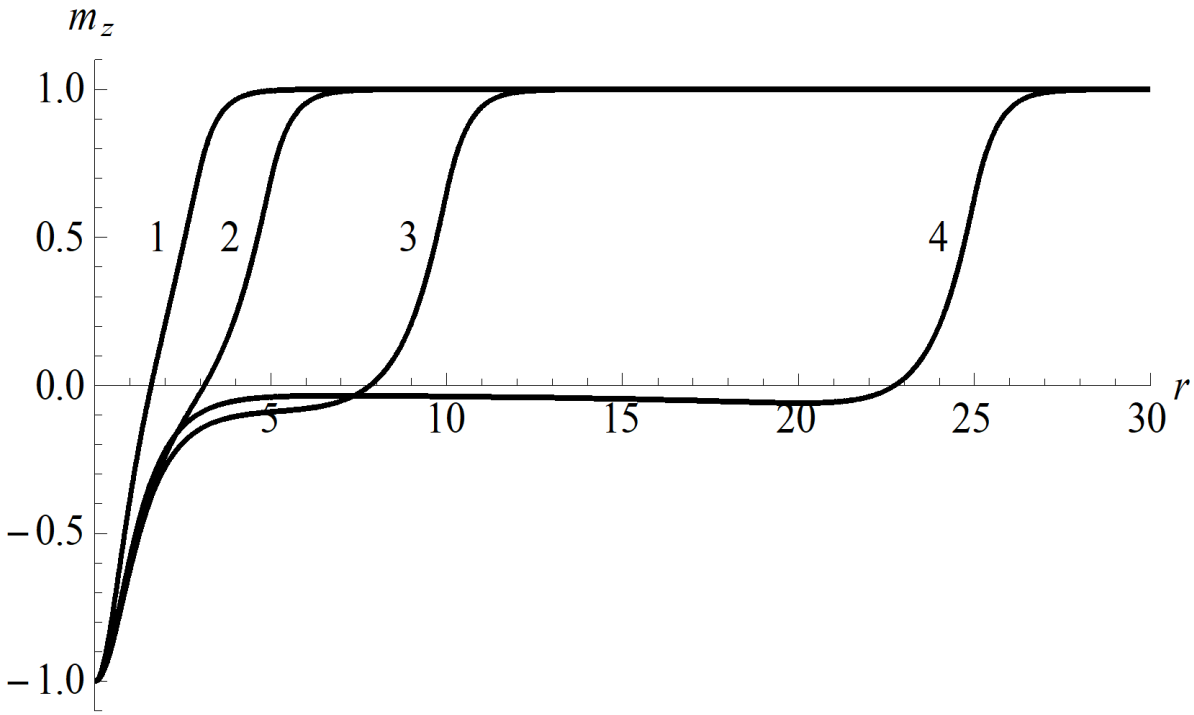


Рисунок 2.11– Графики зависимости m_z от радиальной координаты r для вихреподобных неоднородностей второго типа при разных значениях параметра R_0 : линия 1 соответствует R_0=3, линия 2 – R_0=5, линия 3 – R_0=10, линия 4 – R_0=25. Здесь $Q = 5, A_2 = A_1, D = 10, h = 0$.

С возрастанием глубины потенциальной ямы $|K_{u2}|$, радиус кора R_c (согласно (2.24)) для всех типов вихреподобных неоднородностей уменьшается, а размеры промежуточных участков, соответственно, увеличиваются (рисунки 2.12 и 2.13). При этом для всех типов вихреподобных неоднородностей наблюдается уменьшение максимальной величины отклонения **m** от оси Oz в промежуточных участках, а их рельеф становится более выраженным. В пределе ($|K_{u2}| \to \infty$) их рельеф сливается с плоскостью Oxy.

Таким образом, различие вихреподобных неоднородностей по величине топологического заряда сказывается и на размерах их кора. Кроме того, они (как ранее было отмечено) существенно различаются топологией (профилем), что может сказаться и на их поведении в магнитном поле [39].

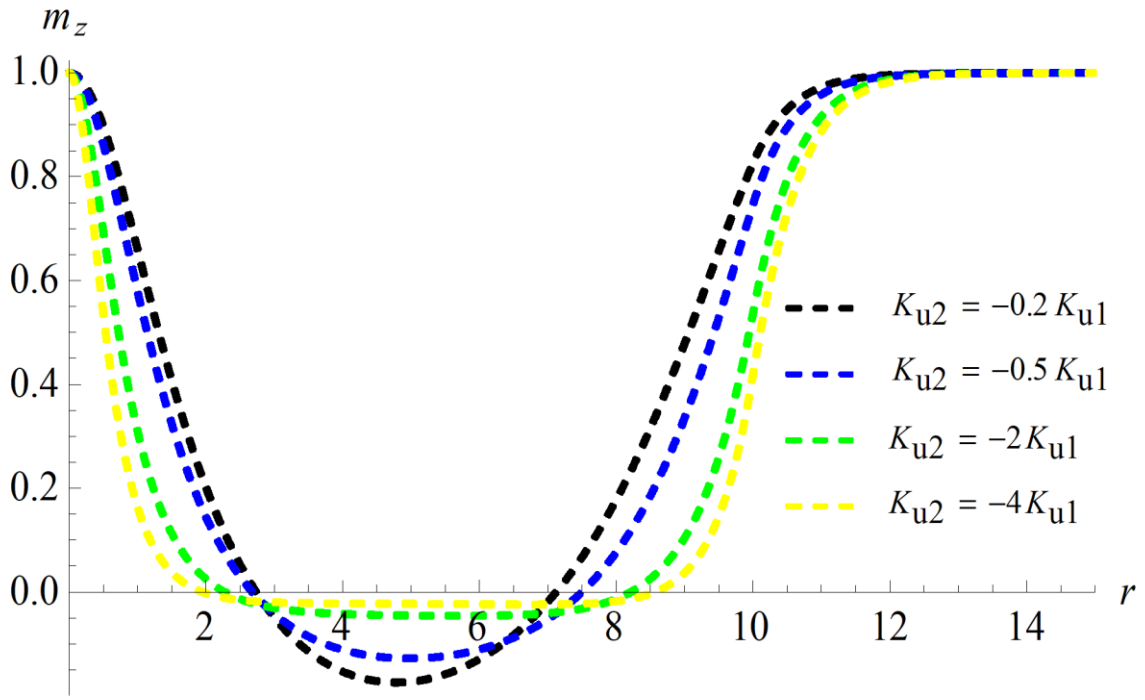


Рисунок 2.12– Графики зависимости m_z от радиальной координаты r для вихреподобных неоднородностей первого типа при различных соотношениях величины K_{u2}. Здесь $Q = 5, A_2 = A_1, R_0 = 10, D = 10, h = 0$.

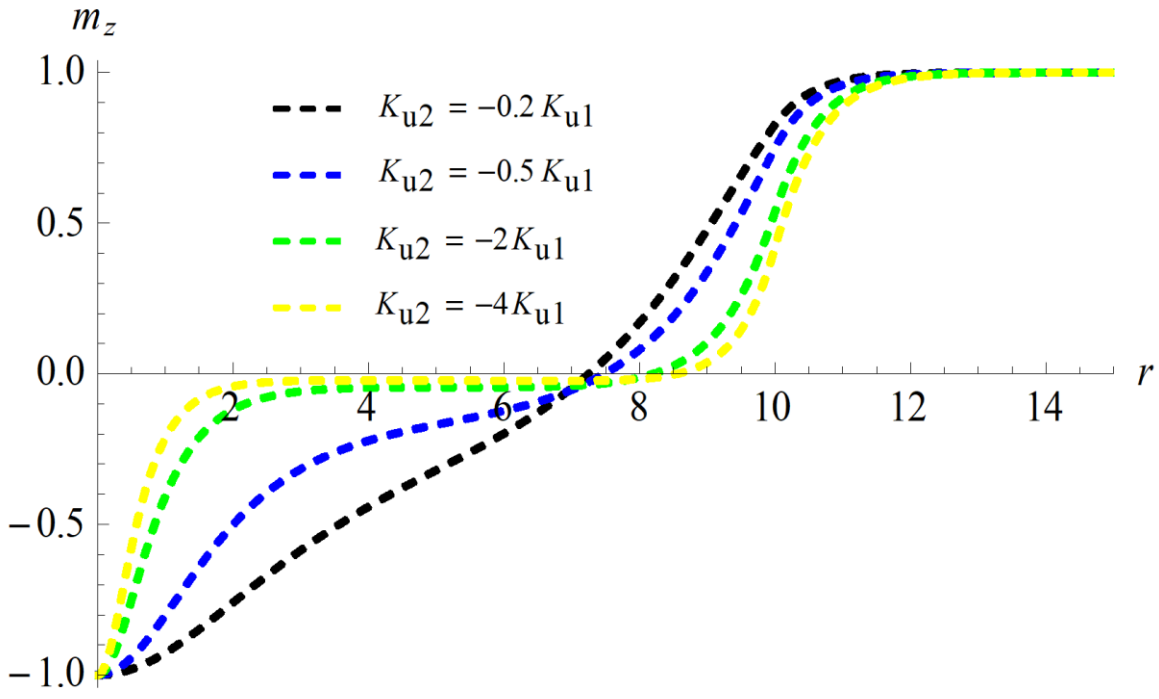


Рисунок 2.13– Графики зависимости m_z от радиальной координаты r для вихреподобных неоднородностей второго типа при различных соотношениях величины K_{u2}. Здесь $Q = 5, A_2 = A_1, R_0 = 10, D = 10, h = 0$.

Таким образом, приведенные исследования показывают, что в одноосных ферромагнитных пленках на колумнарных дефектах типа «потенциальная яма» могут образовываться вихреподобные неоднородности двух типов, которые могут существовать как устойчивые образования в достаточно в широком интервале значений материальных параметров. Это означает, что они могут образоваться в магнитных материалах различного вида, а также при комнатных температурах. Для их существования необходимо в магнитных материалах лишь наличие перпендикулярной анизотропии и колумнарных дефектов типа «потенциальная яма».

2.3. Выводы по главе 2

1. Было показано, что на колумнарных дефектах типа «потенциальная яма» могут образоваться четыре вида вихреподобных неоднородностей с блоховским распределением намагниченности, два из которых представляют вырожденные состояния магнитного скирмиона, а два других – нетопологического солитона (0-градусного скирмиона). Выявлено, что магнитные скирмионы являются энергетически более выгодными образованиями, чем нетопологические солитоны во всей области изменения материальных параметров образца и характеристик дефекта.
2. Было найдено, что зарождение на колумнарных дефектах типа «потенциальная яма» вихреподобных неоднородностей носит пороговый характер, так как существуют критические значения радиуса дефекта, глубины потенциальной ямы и фактора качества, ниже которых эти неоднородности не образуются.

Глава 3. Процессы перемагничивания одноосных модифицированных пленок во внешнем магнитном поле

3.1 Влияние перпендикулярного магнитного поля на структуру и свойства вихреподобных неоднородностей в изучаемых пленках

3.1.1 Основные уравнения

Рассмотрим поведение вихреподобных неоднородностей обоих типов в изучаемой пленке при действии на них магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости пленки. В этом случае необходимо в энергию такого магнетика добавить зеемановский вклад, который описывается выражением $\mathcal{E}_H = -\boldsymbol{MH}$, где $\boldsymbol{H}-$ напряженность внешнего магнитного поля. Тогда выражение для полной энергии изучаемого магнетика с учетом зеемановского взаимодействия примет вид [30]:

$$E = 2\pi D \int_0^\infty \{A[\left(\frac{d\theta}{dr}\right)^2 + \frac{sin^2\theta}{r^2}] + K_u sin^2\theta + \frac{2M_s cos\theta}{D}\int_0^\infty M_s' cos\theta'[k_0 K(k_0) - kK(k)]\sqrt{\frac{r'}{r}}dr' - \mathcal{E}_H - \mathcal{E}_0\}rdr \quad (3.1)$$

В случае ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси *Oz* (**H**||*Oz)*, плотность зеемановской энергии запишется в виде:

$$\mathcal{E}_H = -M_s H cos\theta \quad (3.2)$$

В этом случае уравнение Эйлера-Лагранжа, описывающее микромагнитные структуры различной топологии и отвечающее энергии (3.1), представится следующим образом:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(Ar\frac{d\theta}{dr}\right)$$

$$-sin\theta cos\theta\left(K_u+\frac{\mathrm{A}}{r^2}\right)-M_s sin\theta\left\{\frac{1}{2}H\right. \tag{3.3}$$

$$\left.-\frac{2}{D}\int_0^{\infty}M_s{}'\,cos\theta'[k_0K(k_0)-kK(k)]\sqrt{\frac{r'}{r}}dr'\right\}=0$$

Из численного анализа полученных уравнений на основе метода, рассмотренного в [30], следует, что его решениями являются, два вида вихреподобных неоднородностей, каждый из которых дважды вырожден по полярности кора (это было отмечено ранее во второй главе): нетопологический солитон (вихреподобные неоднородности I-го и III -го типов) и магнитный скирмион (вихреподобные неоднородности II-го и IV-го типов), а также решение, соответствующее однородному состоянию (θ=0, π). Очевидно, последнее решение реализуется при больших значениях величины магнитного поля $\boldsymbol{H}$, когда происходит полное перемагничивание образца, а решения, соответствующие вихреподобным неоднородностям обоих типов, реализуются в меньших полях. Однако, прежде чем изучить эти решения в зависимости от величины магнитного поля $\boldsymbol{H}$, рассмотрим радиальную устойчивость рассматриваемых решений в соответствии с методикой, изложенной в [4].

Для этого упростим уравнение (3.3) и примем $M_{s2}=M_{s1}$, $A_2=A_1$, $Q\to\infty$ (т. е. пренебрежем влиянием размагничивающих полей на структуру магнитного скирмиона). Тогда в приведенных величинах уравнение (3.3) примет вид

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2}+\frac{1}{\xi}\frac{d\theta}{d\xi}-\chi sin\theta cos\theta-hsin\theta=0, \tag{3.4}$$

где

$$\chi=\begin{cases}\dfrac{K_1}{K_2},\xi<R_0/\Delta_0\\ 1,\xi>R_0/\Delta_0\end{cases} \tag{3.5}$$

Уравнение (3.4) существенно отличается от аналогичного уравнения, описывающего структуру магнитного скирмиона в киральных магнетиках [4]. Отличие имеет место в третьем слагаемом (3.5), в котором коэффициент χ зависит от переменной ξ, а в соответствующем выражении в [4] этот коэффициент является константой, не зависящей от ξ. Последнее означает, что система, описываемая уравнением (3.4) с учетом (3.5), относится к неавтономным системам [186], что значительно усложняет решение такой задачи. В частности, это приводит к тому, что устойчивость магнитных скирмионов, определяемая методом масштабного преобразования координат [187-188], в данном случае неприменим. Кроме того, фазовый портрет уравнений, описывающих неавтономную систему, допускает пересечение фазовых траекторий на фазовой плоскости, что наглядно видно из рисунков 3.1 и 3.2. Здесь граничные условия, налагаемые на решение $\theta=\theta(\xi)$, имеют вид: $\theta(0)=\pi$, $\dot{\theta}(0)=\nu$.

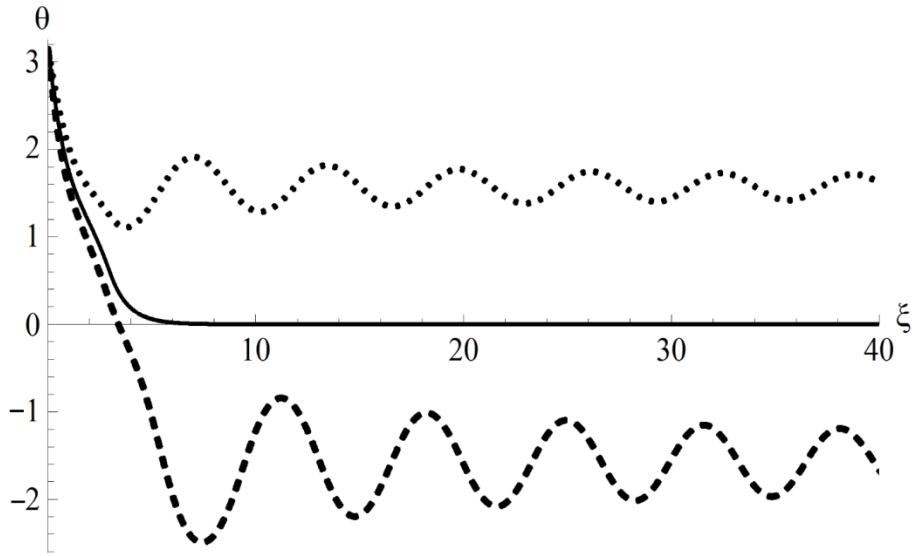


Рисунок 3.1– Распределения намагниченности $\theta(\xi)$ при следующих значениях параметров: $K_{u2}=-K_{u1}$, $M_{s2}=M_{s1}$ $R_0=3$, $\theta(0)=\pi$. Сплошная линия соответствует $\nu=-1.834$, пунктирная - $\nu=-1.4$, штриховая - $\nu=-2.2$

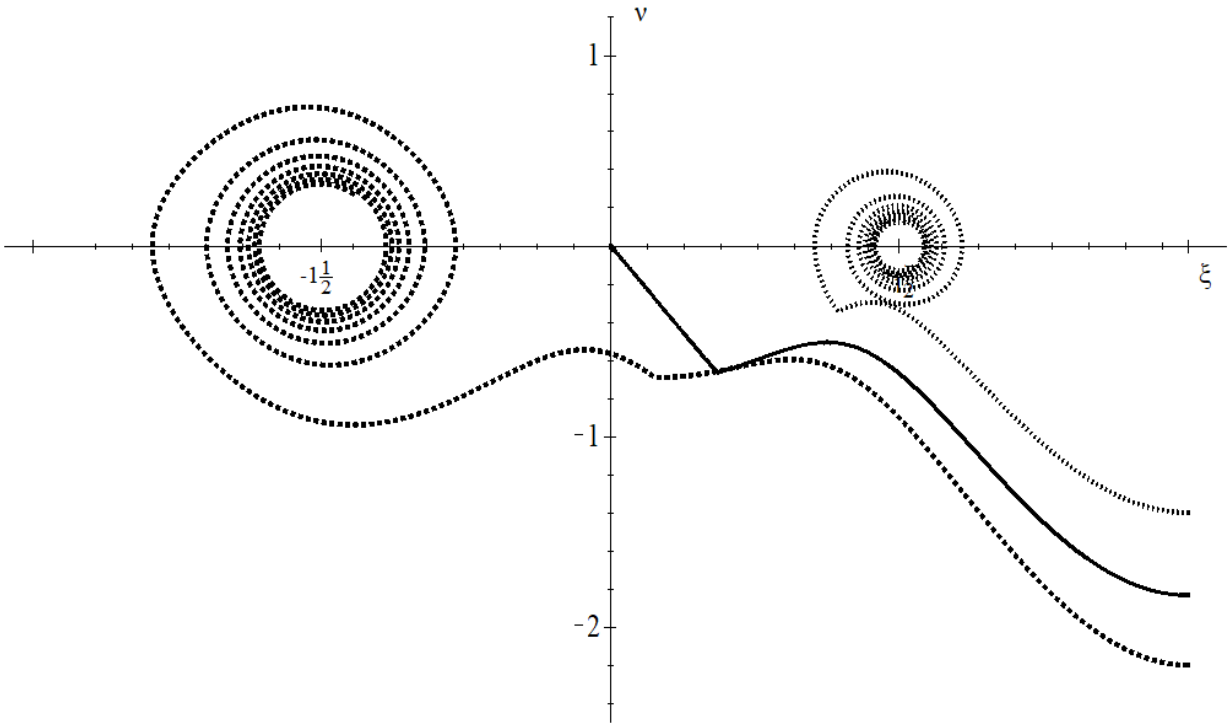


Рисунок 3.2– Фазовый портрет уравнения (3.1.3) при следующих значениях параметров: K_{u2}=–K_{u1}, M_{s2}=M_{s1} R_0=3, θ(0)=π. Сплошная линия соответствует $\nu = -1.834$, пунктирная - $\nu = -1.4$, штриховая - $\nu = -2.2$

Неавтономные системы характеризуются также тем, что соответствующие им уравнения не инвариантны относительно операции сдвига начала координат в произвольном направлении в плоскости пленки. В то же время в автономных системах, к которым относятся магнитные скирмионы, стабилизированные DMI, уравнения, описывающие их структуру, инвариантны относительно этой операции. Поэтому устойчивость магнитных скирмионов, образующихся на колумнарных дефектах магнитоодноосных пленок целесообразнее определить из минимума полной энергии такого магнетика с учетом размагничивающих полей образца, т.е. из минимума функционала (3.1). Если энергия (3.2) для найденного решения уравнения (3.3) будет отрицательной (E<0), то соответствующая ему магнитная неоднородность может существовать как устойчивая структура, если E>0, то в пленке будет реализовываться магнитная неоднородность с другой

конфигурацией (с другими граничными условиями для θ) или пленка станет однородно намагниченной с **m**||Oz.

Следует отметить, что наличие двух решений уравнения (3.4), приведённое ранее ($\theta = 0, \pi$ – однородно намагниченное состояние, $\theta = \theta(r)$ – магнитный скирмион), говорит о том, что дефект типа «потенциальная яма» можно считать бистабильной системой [129]. Такая ситуация имеет место в киральных магнетиках, в которых также были обнаружены два решения типа скирмиона, отличающиеся размерами и, соответственно, статусами состояний (одно из них является стабильным, а другое – метастабильным). Отличие данной плёнки от киральных магнетиков состоит в том, что в ней два типа состояний (скирмион и однородно намагниченное) не могут существовать одновременно, так как они – два взаимоисключающие состояния. Однако, в киральных магнетиках такое возможно.

3.1.2 Поведение вихреподобных неоднородностей I-го и II-го типа в перпендикулярном магнитном поле

Из анализа решений уравнения (3.3) следует, что включение магнитного поля, направленного по нормали к поверхности пленки, приводит к изменению топологии всех четырех типов вихреподобных неоднородностей. Однако вначале отдельно изучим трансформационные свойства I-го и II –го типа вихреподобных неоднородностей, в случае, когда направление поля $\boldsymbol{H}$ совпадает с направлением намагниченности на периферии пленки.

В вихреподобной неоднородности I-го типа с увеличением поля $\boldsymbol{H}$ размер его кора возрастает, в то время как размер его промежуточного участка уменьшается. Это связано с раширением области выгодно направленных магнитных моментов (рисунок 3.3). Кроме того, уменьшается и максимальный угол отклонения (θ_m) намагниченности $\boldsymbol{m}$ от однородного состояния (**m**||Oz).

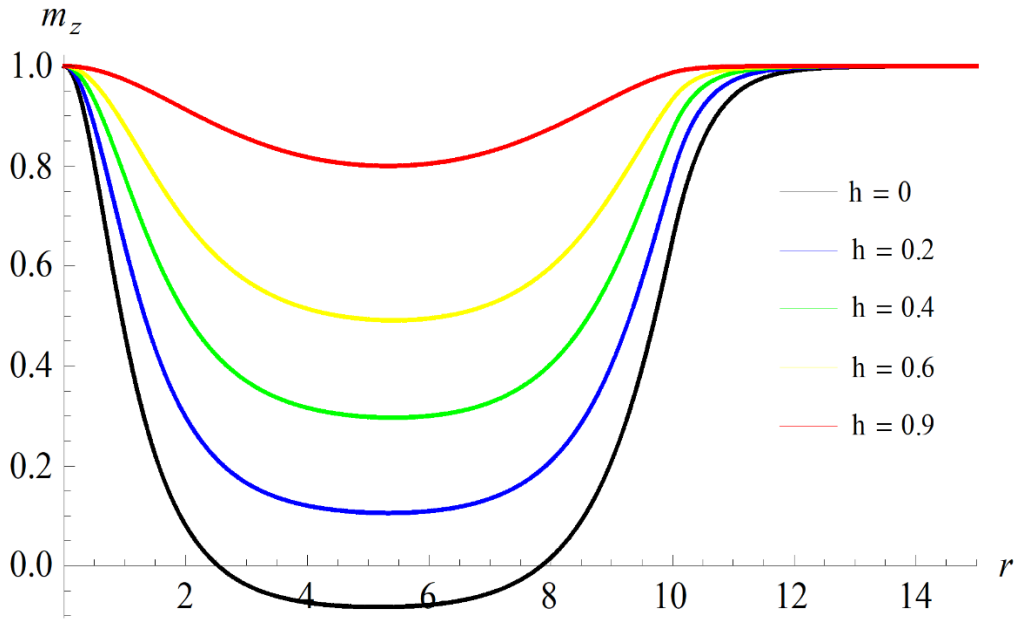


Рисунок 3.3– Распределение намагниченности в вихреподобной неоднородности I-го типа в зависимости от приложенного поля h ($\boldsymbol{H}||Oz$) при следующих значениях материальных параметров: $\mathrm{R}_0 = 10, D = 10, Q = 5, K_{u2} = -K_{u1}, A_2 = A_1, M_{s2} = M_{s1}$.

Можно отметить также, что действие магнитного поля на магнитные моменты промежуточного слоя вихреподобной неоднородности I-го типа ослабляет влияние размагничивающих полей плёнки, что в итоге приводит к смене знака величины компоненты $\mathrm{m}_z(r)$ в этой области. В целом же, размер данного типа неоднородности с возрастанием h уменьшается и при достижении полем h некоторого критического значения h_c амплитуда зануляется, энергия также зануляется (рисунки 3.4 и 3.5) и вихреподобная неоднородность I-го типа счезает. Такой сценарий поведения магнитных неоднородностей в магнитном поле характерен для малоамплитудных 0° ДГ, образующихся на одномерном дефекте типа «потенциальная яма» [30].

Однако характер изменения структуры вихреподобной неоднородности II -го типа с полярностью кора, направленной противоположно полю, в магнитном поле h значительно отличается от аналогичных изменений вихреподобной неоднородности I-го типа. В данном случае, при возрастании величины h, происходит уменьшение размера R_{c1} кора (рисунок 3.4), так как

магнитные моменты, расположенные в области кора, становятся невыгодно ориентированными. На промежуточном участке магнитные моменты с возрастанием h стремятся повернуться в направлении поля, что приводит к сдвигу кривой зависимости на этом участке вверх. При этом размер промежуточного участка растет (в основном, за счет уменьшения кора), соответственно, переходная область между промежуточным участком и кором становится более контрастной, а с граничной – более размытой. В последнем случае этот процесс приводит к тому, что количество точек перегиба графика функции $m_z = m_z(r)$ скачком изменяется с трех до одного, и промежуточная область исчезает.

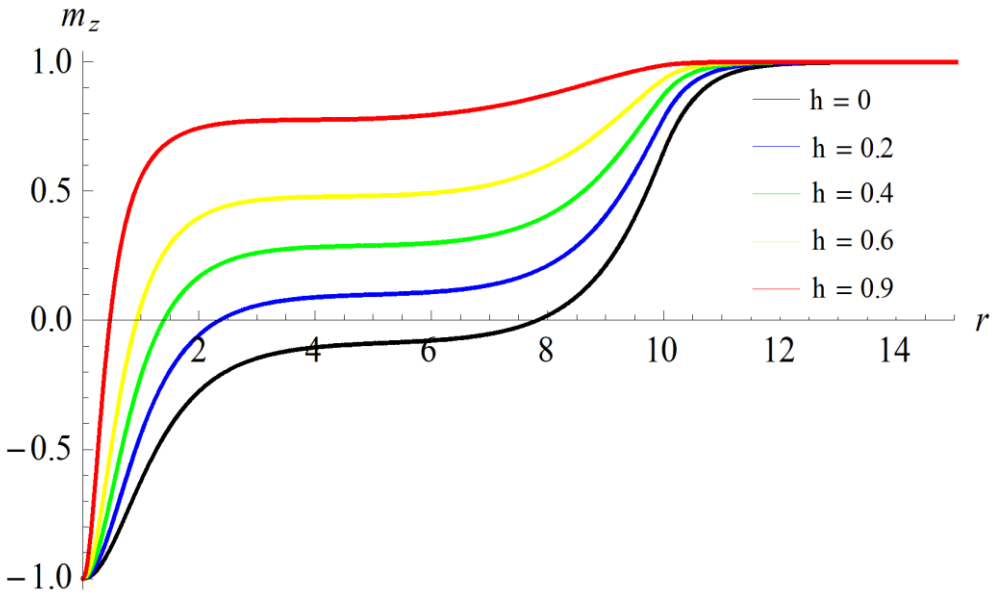


Рисунок 3.4 – Распределение намагниченности в вихреподобной неоднородности II -го типа в зависимости от приложенного поля h ($\boldsymbol{H}||Oz$): $\mathrm{R}_0 = 10, D = 10, Q = 5, K_{u2} = -K_{u1}, A_2 = A_1, M_{s2} = M_{s1}$.

Такая ситуация наглядно просматривается на графике зависимости размера магнитного скирмиона R_v от величины поля h (рисунок 3.6). С возрастанием поля h величина R_v уменьшается, но очень незначительно, а при h=h_{c1} уменьшение R_v происходит практически скачком. При этом энергия неоднородности (её обозначим через E_v) также увеличивается (рисунок 3.5),

причем в поле h> h_{c2} становится положительной, где h_{c2} – некоторое критическое поле, при котором энергия неоднородности $E_v = 0$. Это поле (h_{c2}) представляет собой поле потери устойчивости магнитного скирмиона, т.к. при $h > h_{c2}$ оно становится энергетически менее выгодным образованием по сравнению с однородно намагниченным состоянием пленки. В данном случае произвольная флуктуация намагниченности неелевского типа (которая всегда будет иметь место) приведёт к разрушению её структуры, что характерно для процесса перемагничивания 360° ДГ [189] и также может иметь место для высокоамплитудной 0° ДГ [30]. В результате пленка становится однородно намагниченной. Из сказанного вытекает, что процесс перемагничивания такой плёнки будет происходить с гистерезисом, при этом поле h_{c2} может вполне ассоциироваться с коэрцитивной силой образца.

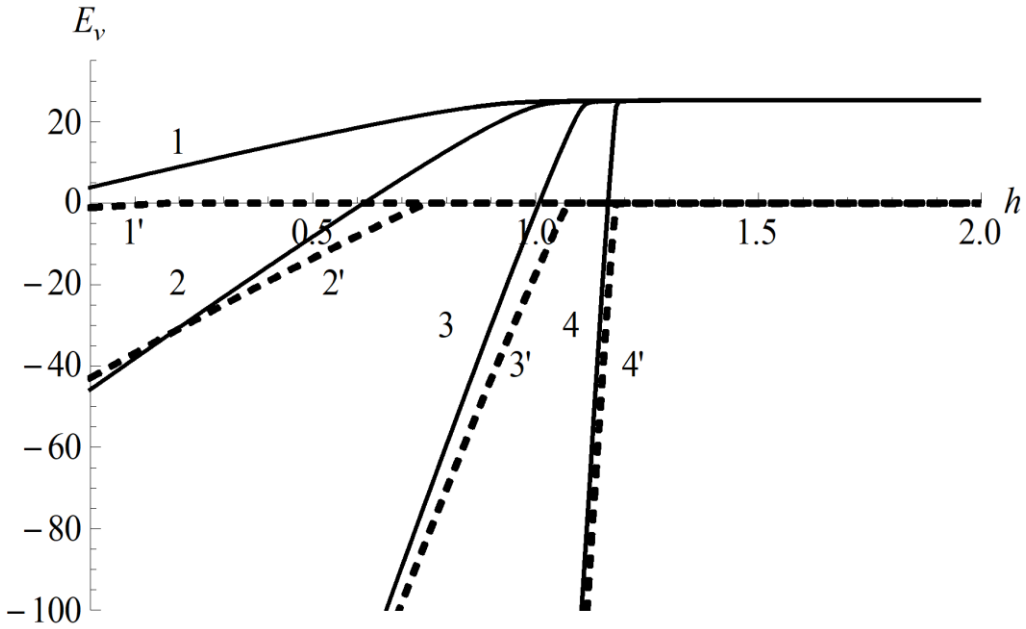


Рисунок 3.5– Графики зависимости энергии E_v вихреподобных неоднородностей I и II -го типов от поля h при следующих значениях материальных параметров: $K_{u2} = -K_{u1}, A_2 = A_1, M_{s2} = M_{s1}, Q = 5, D = 10$. Линии 1 и $1'$ соответствуют R_0=3, линии 2 и $\mathbf{2}'$ – R_0=5, линии 3 и $\mathbf{3}'$– R_0=10, линии 4 и и $4'$ – R_0=25. Штриховые линии относятся к вихреподобной неоднородности первого типа, а сплошные – к вихреподобной неоднородности второго типа

Как было сказано ранее, при включении внешнего поля с **H**||Oz топология всех типов вихреподобных неоднородностей трансформируется и прежде всего видоизменяются структуры их кора и промежуточного участка (рисунки 3.3 и 3.4). В данном случае существенную роль в этих изменениях играет ориентация магнитного поля: для первого и второго типов вихреподобных неоднородностей она совпадает с направлением их намагниченности на периферии, а для третьего и четвертого типов вихреподобных неоднородностей они противоположно направлены. Это означает, что картина поведения вихреподобных неоднородностей в первом случае $(\mathrm{m_z}(\infty) = 1)$ будет относиться к процессам намагничивания магнитоодноосных плёнок с дефектами, которые имеют место на начальном участке петли гистерезиса (первый квадрант: $H > 0, M > 0$) [28,31]. Во втором случае $(\mathrm{m_z}(\infty) = -1)$ она соответствует процессам перемагничивания данных пленок (участок петли гистерезиса, лежащий во втором квадранте: $H < 0, M > 0$). В начале рассмотрим первый случай, т.е. вихреподобные неоднородности первого и второго типа. Необходимо отметить при этом, что полярности их ко̀ров противоположны. Однако процесс перестройки структуры вихреподобной неоднородности II -го типа может наступить несколько раньше, т.е. в меньших полях. Это связано с тем обстоятельством, что из графиков зависимостей энергии вихреподобных неоднородностей обоих типов (рисунок 3.5) видно, что в нулевом поле при определенных значениях параметров дефекта и характеристик материала они имеют отрицательные значения энергии и могут существовать как устойчивые структуры. Однако при этом вихреподобная неоднородность первого типа является энергетически менее выгодным образованием на колумнарном дефекте, чем вихреподобная неоднородность второго типа и, следовательно, первый тип неоднородности является метастабильным образованием. При включении магнитного поля с **H**||Oz ситуация с их устойчивостью существенно изменяется. В малых полях $\mathrm{h} < \mathrm{h_t}$ она остается прежней (как и в случае $\mathrm{h} = 0$), однако при достижении полем критической величины $\mathrm{h_t}$ она меняется на обратную: вихреподобная

неоднородность первого типа становится энергетически более выгодным образованием, чем вихреподобная неоднородность второго типа (рисунок 3.5). В результате будет иметь место переключение полярности магнитного образования на дефекте, которая будет происходить с гистерезисом. Это связано с флуктуационным механизмом трансформации её структуры [190]. Условие равенства значений энергий вихреподобных неоднородностей первого и второго типов ($\mathrm{E_{\upsilon 1} = E_{\upsilon 2}}$) при критической величине поля $\mathrm{h = h_t}$ определяет некоторую характерную кривую $\mathrm{h_t = h_t(P_1, P_2, R_0, D)}$, в окрестности которой будет происходить перестройка структуры вихреподобных неоднородностей. Очевидно, $\mathrm{h_t}$ зависит как от материальных параметров образца $\mathrm{(P_1, D)}$, так и от характеристик дефекта $\mathrm{(P_2, R_0)}$. Однако в практическом отношении вызывает наибольший интерес зависимость параметра $\mathrm{h_t}$ от фактора качества Q, которая позволяет определить области стабильности обоих типов вихреподобных неоднородностей.

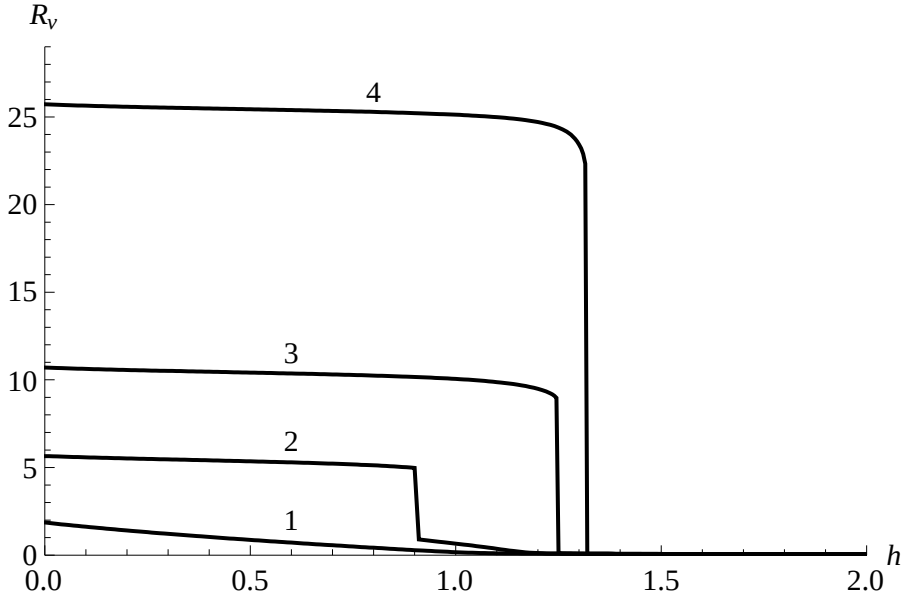


Рисунок 3.6– Графики зависимостей размера R_v вихреподобных неоднородностей I и II -го типов от магнитного поля h при следующих значениях материальных параметров: $K_{u2} = -K_{u1}, A_2 = A_1, M_{s2} = M_{s1}, Q = 5, D = 10$. Линия 1 соответствует $R_0 = 2$, линия 2 – $R_0 = 5$, линия 3 – $R_0 = 10$, линия 4 – $R_0 = 25$

Графики зависимости радиуса кора Rc от радиуса дефекта R_0 для обоих типов вихреподобных неоднородностей для различных значений поля h приведены на рисунке 3.7.

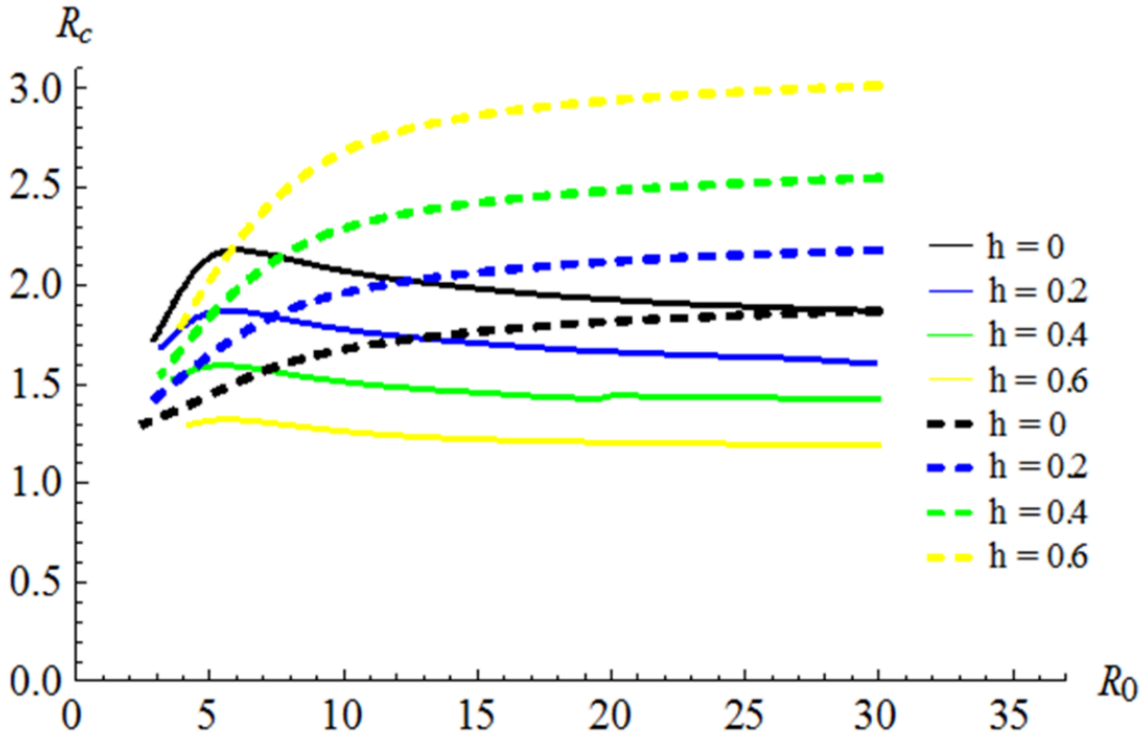


Рисунок 3.7– Графики зависимости радиуса кора R_c от радиуса дефекта R_0 при значениях поля h при следующих значениях материальных параметров: $R_0 = 10, D = 10, Q = 3, K_{u2} = -K_{u1}, A_2 = A_1, M_{s2} = M_{s1}$. Штриховые линии соответствуют вихреподобной неоднородности первого типа, а сплошные - вихреподобной неоднородности второго типа

Анализ полученных результатов показывает, что не при всех размерах колумнарного дефекта возможно образование на нём магнитных скирмионов. В частности, в нулевом поле при R_0=2Δ_1 его энергия (при данных значениях параметров материала) положительна (рисунок 3.5) и, следовательно, скирмион не может быть устойчивым образованием. Однако при R_0>2.865Δ_1 его энергия уже будет отрицательной, и он уже может стать устойчивой неоднородностью. Необходимо отметить, что поле потери устойчивости h_{c2} всегда меньше поля h_{c1}, при котором происходит скачкообразная трансформация структуры с исчезновением промежуточного участка (коллапс

«перетяжки»). Поля h_{c1} и h_{c2} существенно зависят от параметров дефекта K_{u_2} и R_0 и в меньшей степени от материальных параметров. В частности, из расчетов следует (рисунки 3.5 и 3.6), что с увеличением размера дефекта R_0, величины h_{c1} и h_{c2} возрастают. Это объясняется тем, что с увеличением R_0 возрастает и энергия дефекта [30] и, следовательно, необходимо приложить большее по величине зеемановское взаимодействие (пропорциональное H), чтобы неоднородность, закрепленная на дефекте, перемагнитилась, т.е. исчезла. Аналогично будут вести и зависимости критических полей h_{c1} и h_{c2} от параметра K_{u_2}, который (как и радиус R_0) определяет энергию дефекта.

Как видно из рисунка 3.8, размагничивающие поля пленки слабо влияют на размер скирмиона; с уменьшением фактора качества образца $Q = K_u/2\pi M_s^2$ радиус R_v увеличивается, но незначительно. Более сильно проявляется зависимость критических полей h_{c1} и h_{c2} от Q: с уменьшением параметра Q их значения возрастают, причем в большей степени (рисунка 3.9). Это связано с тем обстоятельством, что энергия дефекта пропорциональна R_0^2, а энергия размагничивающих полей пропорциональна Q^{-1}(рисунки 3.10 и 3.11). Поэтому изменение энергии дефекта, вызванное изменением параметра Q, приводит к небольшим изменениям размера магнитного скирмиона.

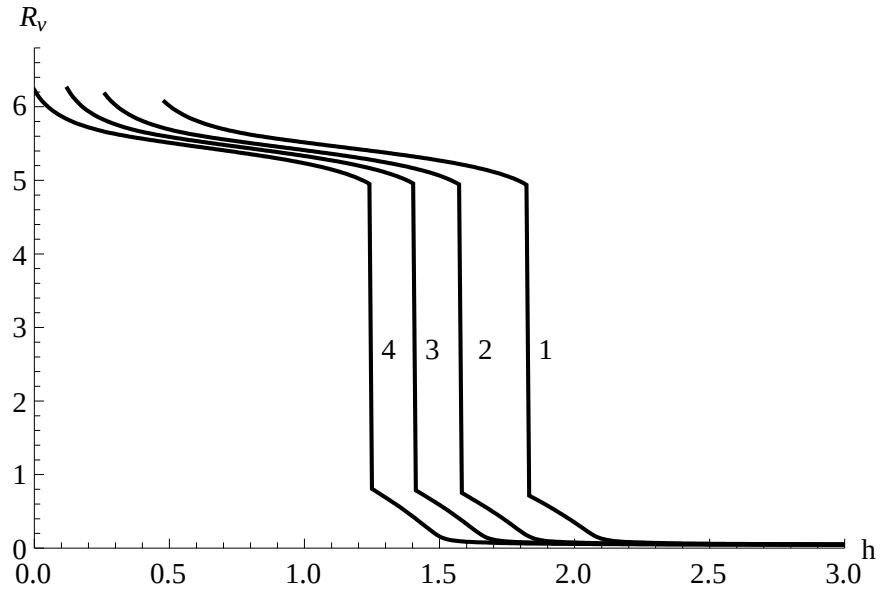


Рисунок 3.8– Зависимость радиуса R_v вихреподобного образования от поля h при следующих значениях материальных параметров при следующих значениях материальных параметров: $K_{u2} = -K_{u1}, A_2 = A_1, M_{s2} = M_{s1}, R_0 = 5, D = 10$. Линия 1 соответствует Q=0.8, 2 - Q=1, 3 - Q=1.2, 4 - Q=1.5

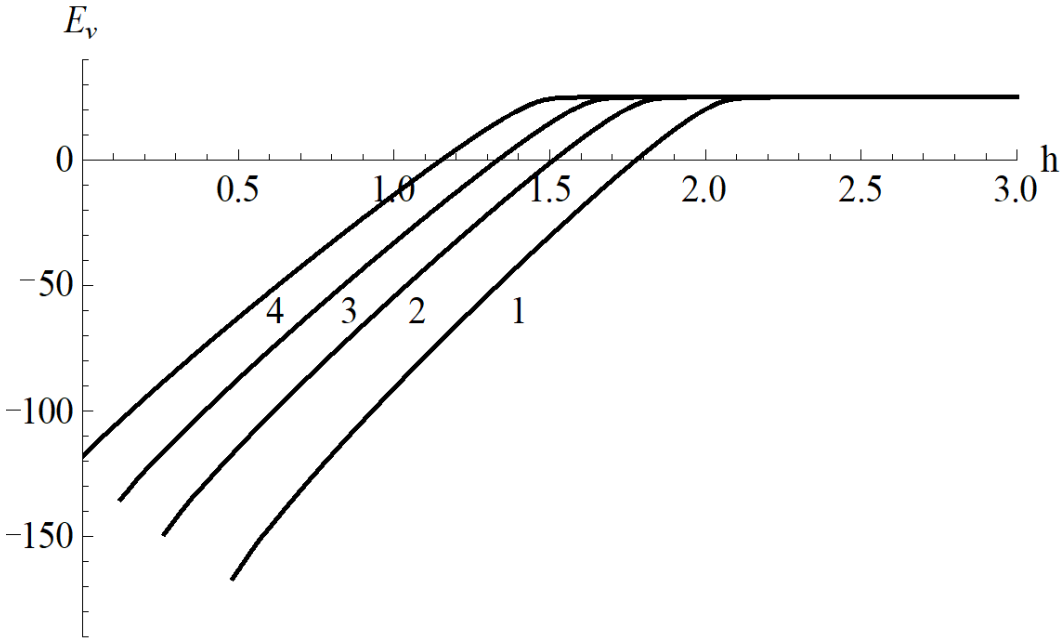


Рисунок 3.9–Зависимость энергии E_v вихреподобного образования от поля h при следующих значениях материальных параметров: $K_{u2} = -K_{u1}, A_2 = A_1, M_{s2} = M_{s1}, Q = 5, R_0 = 5$. Линия 1 соответствует Q=0.8, 2 - Q=1, 3 - Q=1.2, 4 - Q=1.5

3.1.3 Устойчивость магнитного скирмиона в магнитном поле в области Q≈1

Рассмотрим отдельно поведение вихреподобной неоднородности II -го типа в магнитном поле в области значений $Q \approx 1$ (рисунки 3.10 и 3.11). Известно, что при $Q \leq 1$ под действием размагничивающих полей происходит переориентация магнитных моментов и они ложатся в плоскость пленки [60]. В этом случае скирмион в нулевом поле на колумнарных дефектах не образуется. Он возникает на дефекте как устойчивая структура (при $h=0$) лишь при Q>1.45 (при данных значениях материальных параметров, рисунок 3.11). Однако при $Q < 1.45$ магнитный скирмион может стать устойчивым в ненулевых полях, в частности, для $Q = 1$ при $h \geq h_{c0} = 0.27$, а для $Q = 0.8$ при h≥0.48 и т.д. рисунок 3.11). Здесь h_{c0} – критическое значение поля, при котором возникают устойчивые состояния магнитных скирмионов. Такая ситуация объясняется тем, что состояние неустойчивости магнитных моментов основного объема образца (вне области дефекта), вызванное доминированием размагничивающих полей при Q≤1, может измениться на противоположное состояние, если «включить» магнитное поле требуемой величины и направленное вдоль Oz. Это приводит к тому, что скирмион при $Q < 1.45$ в магнитном поле с $h > h_{c0}$ становится устойчивым образованием в диапазоне полей $h_{c0} < h < h_{c2}$. Такая ситуация характерна и для цилиндрических магнитных доменов, которые также могут быть устойчивыми в полях h, удовлетворяющих неравенству: $h_2 < h < h_0$, где h_0 и h_2– поля коллапса и эллиптической неустойчивости, соответственно [128]. В данном случае поля h_0 и h_2 не являются полными аналогами критических полей существования вихреподобных образований h_{c0} и h_{c2}. Это обусловлено несколько разной природой возникновения неустойчивостей в рассматриваемых объектах. В случае цилиндрических магнитных доменов доминирующую роль играют размагничивающие поля пленок, в случае скирмионов – наряду с размагничивающими полями и дефекты типа «потенциальная яма». Поэтому поля h_{c0} и h_{c2} будут прежде всего

определяться параметрами дефектов: их радиусом R_0 и глубиной потенциальной ямы K_{u_2}. Согласно расчетам, с увеличением R_0 и $|K_{u2}|$ поле зарождения неоднородности уменьшается, а поле потери устойчивости h_{c2}, напротив, увеличивается. В этом случае правая граница области его устойчивости сдвигается вправо (рисунок 3.10), соответственно, диапазон полей существования магнитных скирмионов расширяется. Следует отметить, что аналогичная ситуация имела место и при изучении магнитных образований на одномерных дефектах типа «потенциальная яма». В частности, в работе [30] было выявлено, что в некоторых случаях, когда неоднородности типа 0° ДГ на дефектах не образуются, их можно индуцировать в магнитном поле, приложенном нормально к пленке. Они также являются устойчивыми структурами в определенном диапазоне значений h магнитных полей.

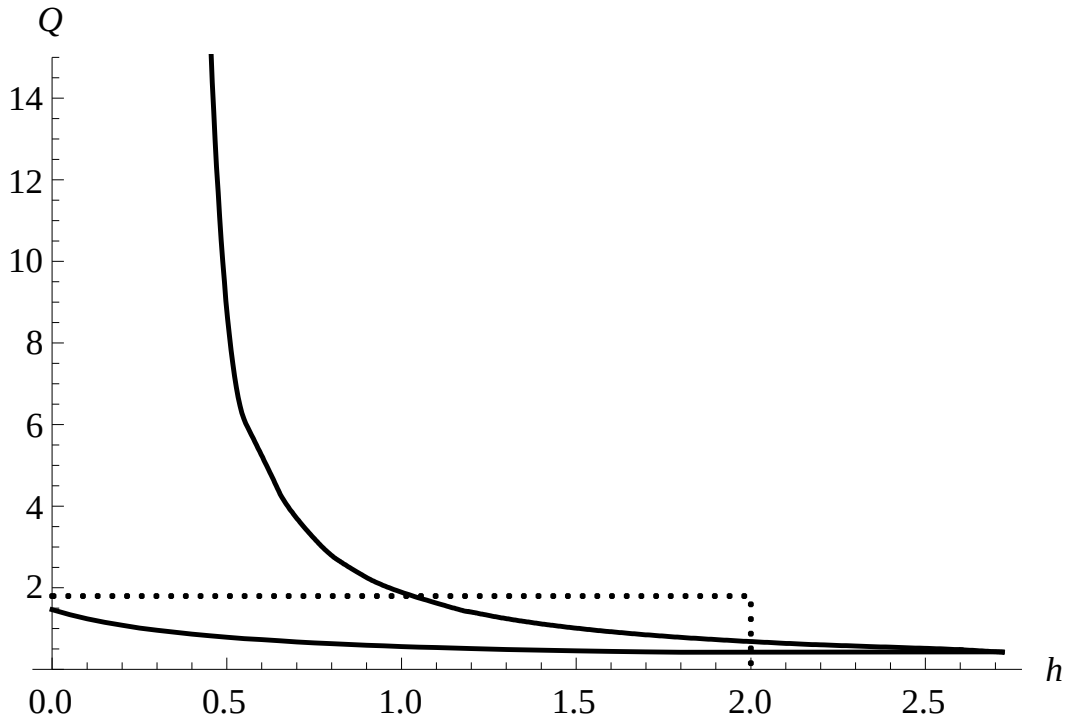


Рисунок 3.10–Диаграмма области существования вихреподобного образования в обычном масштабе при следующих значениях материальных параметров: $\mathrm{R}_0 = 5, K_{u2} = -K_{u1}, A_2 = A_1, M_{s2} = M_{s1}$.

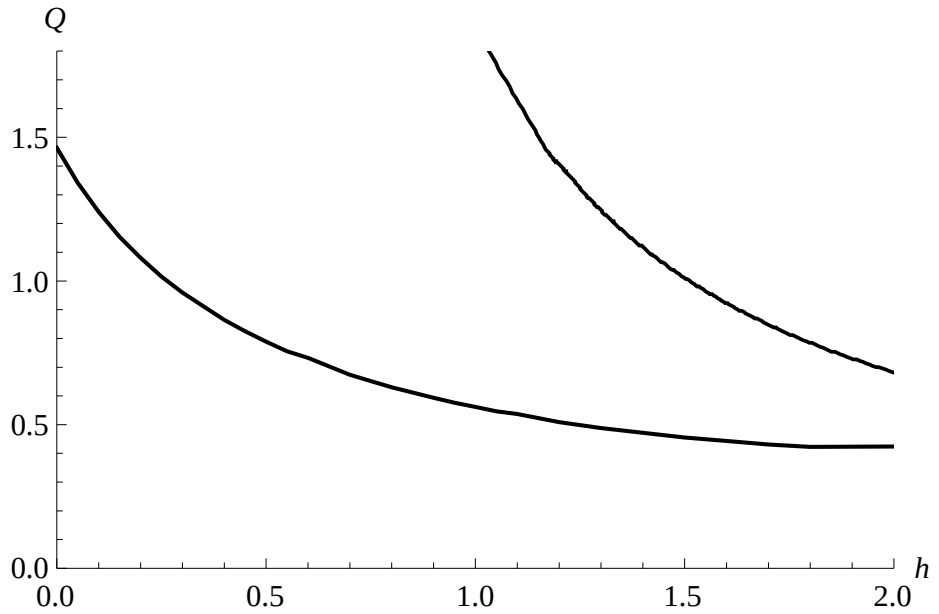


Рисунок 3.11–Диаграмма области существования вихреподобного образования в увеличенном масштабе при следующих значениях материальных параметров: $\mathrm{R}_0 = 5, K_{u2} = -K_{u1}, A_2 = A_1, M_{s2} = M_{s1}$.

Расчеты показывают (рисунок 3.12), что вихреподобная неоднородность второго типа является устойчивой структурой на диаграмме устойчивых состояний вихреподобных неоднородностей в переменных $\mathrm{Q} - \mathrm{h}$ в области I, а в области II она является метастабильным образованием. В области III энергия вихреподобных неоднородностей второго типа является уже положительной, и её состояние становится неустойчивой относительно флуктуаций намагниченности неелевского типа. Вихреподобная неоднородность первого типа в области I является метастабильным образованием на колумнарном дефекте, в области II она становится устойчивой структурой, в области III её устойчивость не изменяется, а на правой границе области III она, уменьшаясь в размерах, исчезает. Таким образом, трансформация вихреподобных неоднородностей второго типа на дефекте в магнитном поле происходит через переключение его полярности при определенном значении поля ($\mathrm{h} = \mathrm{h_t}$), что имеет аналогию с процессами перемагничивания пространственно ограниченных наноразмерных пермалловых пленок, содержащих магнитные

вихри [73,79]. В дальнейшем при возрастании h она, как бы «испаряется» [30] и исчезает.

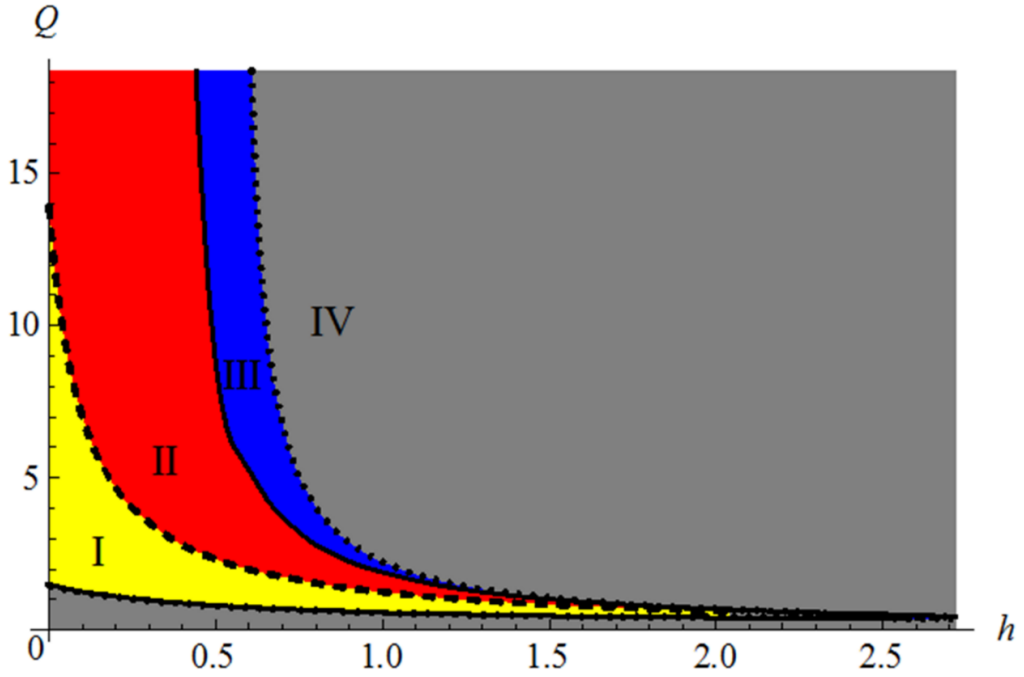


Рисунок 3.12–Диаграмма области существования вихреподобных образований в переменных Q-h при значениях материальных параметров: R_0=5, K_{u2}=K_{u1}, A_2=A_1, M_{s2}=M_{s1}, D=10. Здесь пунктирными линиями обозначены границы области существования вихреподобной неоднородности первого типа, сплошные – вихреподобной неоднородности второго типа, а штриховой – линия на которой сравниваются энергии вихреподобных образований

Найденная закономерность зарождения скирмиона на дефектах определенного вида является их характерной чертой и может быть использована в устройствах магнитной памяти (по аналогии с цилиндрическими магнитными доменами [129,60]) как физическая реализация ее носителя информации.

3.1.4 Поведение вихреподобных неоднородностей III-го и IV-го типов в перпендикулярном поле

Как было сказано ранее, при включении внешнего поля с **H**||Oz топология всех типов вихреподобных неоднородностей трансформируется и прежде всего видоизменяются структуры их кора и промежуточного участка (рисунки 3.13 и 3.14).

Исследуем теперь поведение вихреподобной неоднородности третьего и четвертого типов $m_z(\infty) = -1$ в магнитном поле **H**||Oz, что соответствует процессам перемагничивания вихреподобной неоднородности первого и второго типов, локализованных на дефектах (т.е. трансформации их структур в обратном поле). Таким образом, в обратном поле при возрастании h размеры кора вихреподобной неоднородности первого типа будут убывать (полярности кора противоположны ориентации магнитного поля), а размер его промежуточного участка и радиус вихреподобной неоднородности возрастать (рисунок 3.13). В тот же время размеры вихреподобной неоднородности второго типа и радиус его кора будут увеличиваться, а размер его промежуточного участка будет, наоборот, уменьшается (рисунок 3.14). Данные закономерности характерны для процессов перемагничивания доменной структуры одноосных ферромагнетиков, когда область невыгодно направленных магнитных моментов уменьшается, а выгодно направленных моментов – увеличивается [28, 31,148,191].

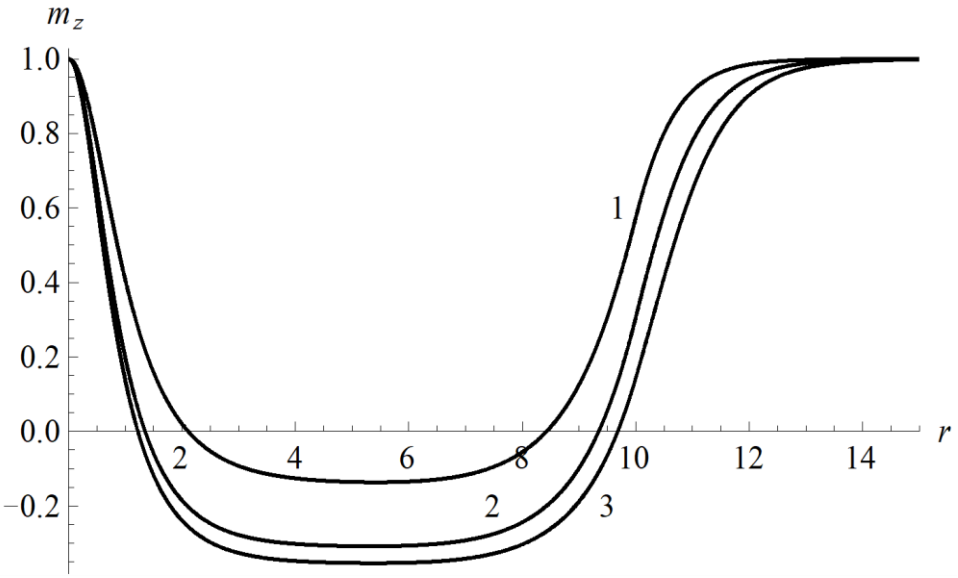


Рисунок 3.13–Профили вихреподобной неоднородности первого типа в магнитном поле **H**, направленном против оси Oz, при следующих значениях материальных параметров: $K_{u2} = –K_{u1}$, Q = 3, R_0 =10, D = 10, $M_{s2} = M_{s1}$. Линия 1 соответствует отсутствию поля (h =0), 2 – h = 0.2, 3– h = 0.255.

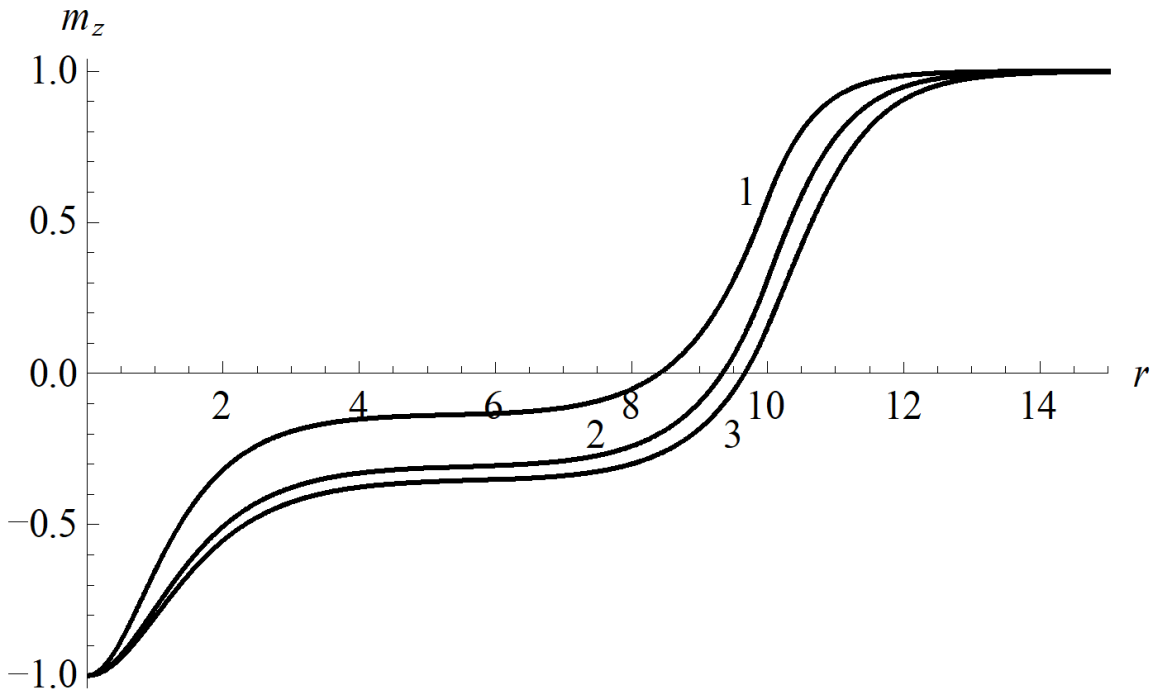


Рисунок 3.14–Профили вихреподобной неоднородности второго типа в магнитном поле **H**, направленном против оси Oz, при следующих значениях материальных параметров: $K_{u2} = –K_{u1}$, Q = 3, R_0 =10, D = 10, M_{s2}

= M_{s1}. Линия 1 соответствует отсутствию поля (h =0), 2 – h = 0.2, 3– h = 0.255.

Следует отметить, что при достижении полем h некоторого критического значения h=h_c вихреподобные неоднородности третьего и четвертого типов становятся неустойчивыми структурами. В этом случае программа расчетов таких решений (типа вихреподобной неоднородности) не находит их на конечном наперед заданном интервале. Это означает, что вихреподобная неоднородность с $m_z(\infty) = -1$, локализованные в области дефекта начинают необратимо распространяться на весь образец (граничный участок, отрывается от дефекта), т.е. пленка перемагничивается. Критическое поле h_c по смыслу соответствует коэрцитивной силе образца и равно h= 0,25 (при данных параметрах пленки, рисунок 3.15). Оно значительно меньше критического поля перемагничивания однородно намагниченной пленки (h=1), что отражает суть «парадокса Брауна» [28,31,191]. В данном случае, доминирующим механизмом коэрцитивности является «self-pinning mechanism», включающий элементы начального локального зарождения и последующего распространения доменной границы до основного домена [31,191]. Можно отметить также, что зависимость поля h_c от материальных параметров образца (в том числе и от Q (рисунок 3.15)) в целом подтверждает известные результаты [28,31,191]: в графиках имеются как линейные, так и нелинейные участки зависимости от Q^{-1}. Кроме того, как видно из рисунка 3.15, с уменьшением глубины потенциальной ямы величина коэрцитивной силы уменьшается. Однако дальнейший анализ коэрцитивной силы не представляется целесообразным в силу ограниченности данной модели.

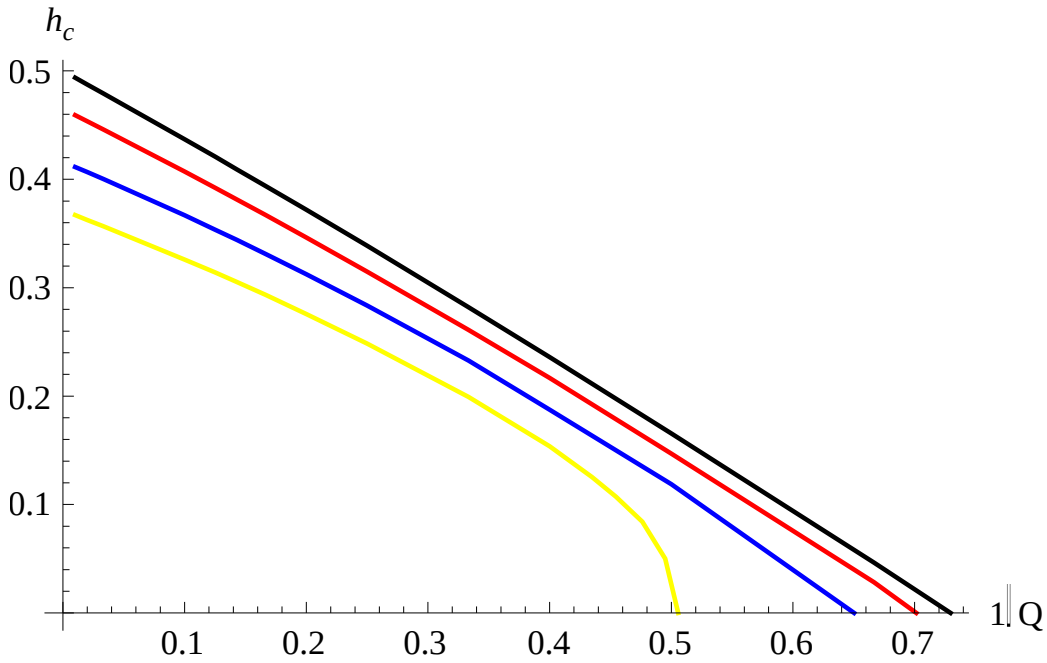


Рисунок 3.15–График зависимости коэрцитивной силы образца в обратном магнитном поле при следующих значениях материальных параметров: R_0 =10, D = 10, $M_{s2} = M_{s1}$. Черная линия соответствует $K_{u2} = -2K_{u1}$, красная - $K_{u2} = -K_{u1}$, синяя - $K_{u2} = -0.5K_{u1}$, желтая - $K_{u2} = -0.25K_{u1}$. остальные параметры: D = 10, $M_{s2} = M_{s1}$.

3.1.5 Особенности поведения магнитных скирмионов вблизи критического поля Ht

Как было отмечено ранее, в ходе изучения влияния перпендикулярного магнитного поля на структуру и свойства вихреподобных неоднородностей различного типа, было выявлено, что при возрастании поля магнитный скирмион, возникающий в рассматриваемом магнетике, может либо размагнититься, т.е. исчезнуть, либо превратиться в нетопологический солитон (скирмион).

Для выявления окончательного варианта сценария перемагничивания некирального магнетика с модулированной одноосной анизотропией исследуем данный процесс с помощью пакета программ открытого кода OOMMF [47,48,192]. Пакет OOMMF решает уравнение Ландау-Лифшица при помощи методов конечных разностей. Основная идея разностных методов

заключается в том, что рассматриваемый образец разбивается на множество ячеек, обладающих простой геометрией (например, в виде прямоугольных параллелепипедов) и малыми размерами. Размеры этих геометрических фигур считаются настолько малыми, что размагничивающие поля предполагаются однородными внутри них. Для каждой такой ячейки численными методами решается уравнения Ландау-Лифшица. Параметры образца, представляющего одноосный ферромагнетик, взятый в виде диска и содержащий колумнарный дефект с пониженной величиной константы K_u, брались при следующих значениях [20]: $R = 300$ нм, $D = 30$ нм, $R_0 = 30$ нм, $A_1 = A_2 = 2{,}5 \cdot 10^{-13}$ Дж/м, $K_{u1} = 3 \cdot 10^4$ Дж/(м^3), $K_{u2} = -0{,}5 \cdot 10^4$ Дж/(м^3), $M_s = 2 \cdot 10^5$ А/м. Размеры ячейки разбиения брались как $2{,}5 \times 2{,}5 \times 2{,}5$ нм. Результаты микромагнитного моделирования процесса перемагничивания исследуемого диска с дефектом в перпендикулярном магнитном поле представлены на рисунках 3.16 (а-е). Согласно расчетам, на диске за исключением центральной области (в отсутствии поля) формируется лабиринтная доменная структура (Рис. 3.16 а), типичная для одноосных ферромагнитных пленок [21]. Она не обладает какой-либо определенной симметрией, хотя некая упорядоченность доменной структуры на рис. 3.16 а имеется. Очевидно, на конфигурацию доменной структуры образца, рассчитанной с помощью пакета программ OOMMF, влияют многие факторы: и геометрия самого образца, и соотношения размеров доменов, дефекта и диска, и выбор ячеек разбиения в форме кубиков при численном интегрировании уравнений Ландау – Лифшиц, и погрешность расчетов и т. д. В частности, размеры дефекта и доменов примерно равны, что не способствует проявлению определенной симметрии. В реальности доменная структура такого образца, как правило, также не обладает какой – либо симметрией за исключением центральной области, где наблюдается вихреподобная неоднородность с аксиальной симметрией [20]. Кроме того, в ходе расчетов может случиться так, что возникает существенная асимметрия распределения намагниченности в области, расположенной вне

дефекта. Тогда на дефекте возможно образование вихреподобных неоднородностей с кором, сдвинутым относительно его центра.

При наложении магнитного поля, нормального к поверхности пленки (**H**||Oz), первоначальная конфигурация магнитной системы нарушается (рисунок 3.16 б); при малых его значениях (H =25 мТл) часть полосовых доменов, намагниченных вдоль поля расширяется, а часть намагниченных противоположно полю, стягиваются. Последние (точнее, некоторые из них) в поле H =61 мТл превращаются в цилиндрические магнитные домены (рисунок 3.16 в). При этом вне дефекта образуется смешанная доменная структура, состоящая как из цилиндрических, так и полосовых доменов. При увеличении поля область, занимаемая лабиринтной доменной структурой, продолжает уменьшаться и, наконец, наступает момент (при H=71 мТл), когда она полностью исчезает с одновременным превращением её в некую решётку цилиндрических магнитных доменов, обладающей определенным порядком их расположения, с осью симметрии шестого порядка (C_6) (рисунок 3.16 г). Дальнейшее увеличение поля приводит к тому, что плотность цилиндрических магнитных доменов уменьшается и симметрия системы понижается (рисунок 3.16 д). В некотором другом критическом поле $H = H_{c_1}$ ($H_{c_1} = 100$ мТл), в образце остается лишь магнитный скирмион с полностью перемагниченной периферией диска (рисунок 3.16 е). При этом размеры кора магнитного скирмиона уменьшаются и при некотором поле $H = H_t$ ($H_t = 123$мТл) меняется полярность кора на обратное (происходит переключение кора), т.е. магнитный скирмион превращается в нетопологический солитон (рисунок 3.16 ж). Наконец, при превышении полем значения $H = H_{c_2}$ ($H_{c_2} = 254$мТл) магнитная неоднородность, соответствующая нетопологическому солитону, полностью перемагничивается и образец становится однородно намагниченным (рисунок 3.16 з).

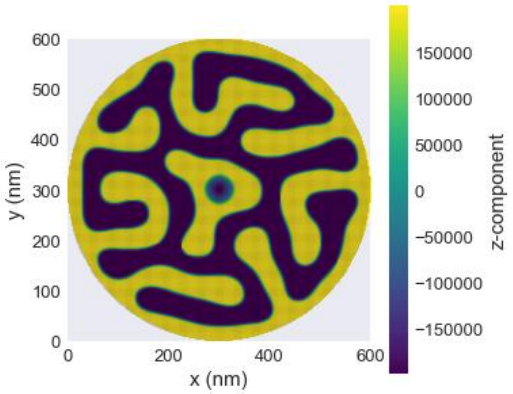


Рисунок 3.16 а – Начальное равновесное состояние диска (H = 0 мТл)

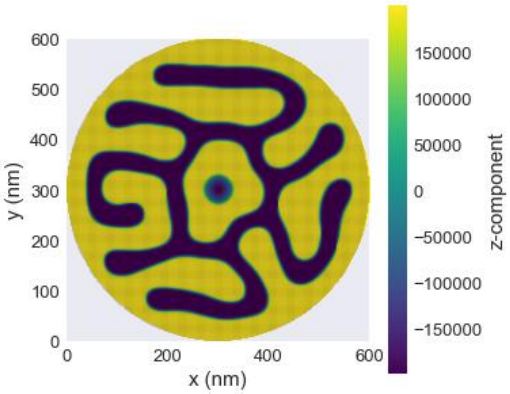


Рисунок 3.16 б – Типичная лабиринтная доменная структура при H = 25 мТл

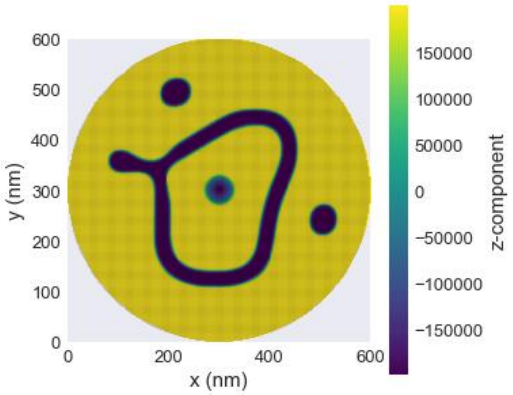


Рисунок 3.16 в – Возникновение первых ЦМД (H = 61 мТл)

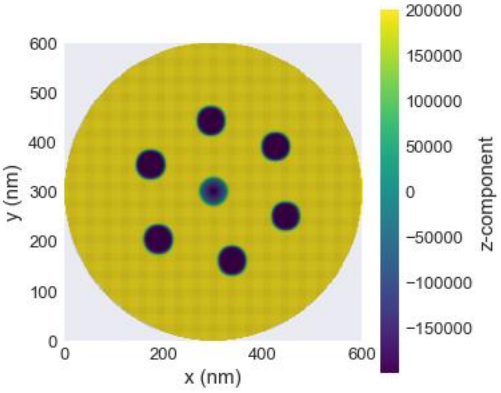


Рисунок 3.16 г– Исчезновение лабиринтной доменной структуры и появление решетки ЦМД (H = 71 мТл)

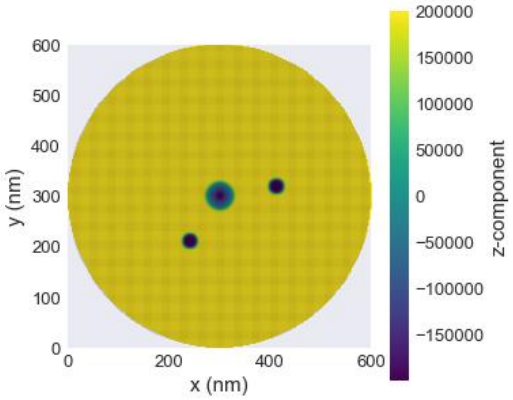


Рисунок 3.16 д – Магнитные состояния диска с наименьшей плотностью ЦМД (H = 99 мТл)

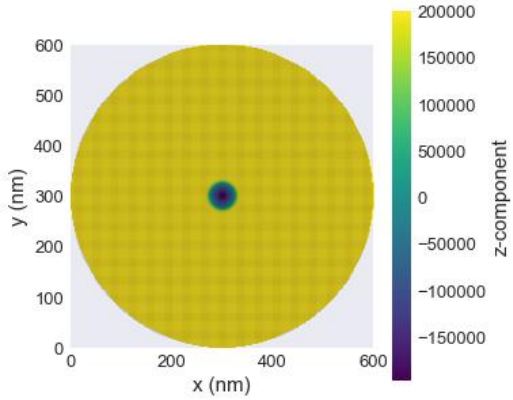


Рисунок 3.16 е – Исчезновение ЦМД (H = 100 мТл)

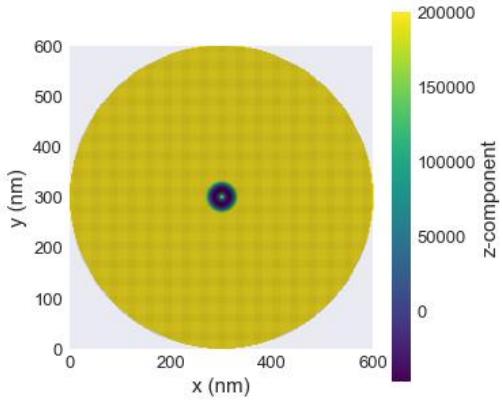


Рисунок 3.16 ж – Трансформация магнитного скирмиона в нетопологический солитон (H = 123 мТл)

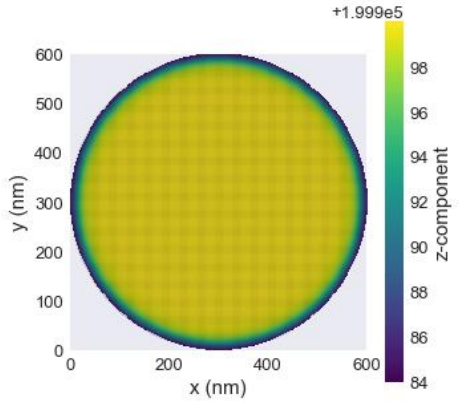


Рисунок 3.16 з – Полное перемагничивание диска (H = 256 мТл)

Характерные этапы процесса перемагничивания исследуемого образца в перпендикулярном магнитном поле для следующих значений материальных параметров $R = 300$ нм, $D = 30$ нм, $R_0 = 30$ нм, $A_1 = A_2 = 2{,}5 \cdot 10^{-13}$ Дж/м, $K_{u1} = 3 \cdot 10^4$ Дж/м3 , $K_{u2} = -0{,}5 \cdot 10^4$ Дж/м3, $M_{s1} = M_{s2} = 2 \cdot 10^5$ А/м

Следует отметить, что наличие доменной структуры на периферии диска уменьшает величину его магнитостатической энергии. В то же время при возрастании поля H увеличивается область, занимаемая теми доменами, в которых намагниченность направлена вдоль поля. Соответственно, увеличивается и энергия размагничивающий полей, что, в свою очередь, влияет на структуру и характеристики магнитного скирмиона. Поэтому поведение магнитного скирмиона в неограниченной пленке, в которой при его моделировании наличие доменной структуры не учитывалось, и в диске конечных размеров, в котором доменная структура присутствует (согласно вычислениям с помощью пакета OOMMF), может немного отличаться, но не существенным образом. Такое утверждение обусловлено тем, что магнитный скирмион в рассматриваемом случае стабилизирован наличием колумнарного дефекта типа «потенциальная яма». Следовательно, его структура и

характеристики в наибольшей степени зависят от радиуса R_0 и глубины потенциальной ямы K_{u2} и в значительно меньшей мере от размагничивающих полей. Так, из рисунка 3.17 видно, что размер скирмиона R_υ, стабилизированного в диске конечных размеров, увеличивается при малых R_0, а при дальнейшем его возрастании зависимость R_υ от R_0 становится более пологой. Эта зависимость хорошо коррелирует с аналогичной зависимостью $R_\upsilon(R_0)$, полученной для пленки неограниченных размеров, в которой отсутствует какая – либо доменная структура. Кроме того, из анализа полученных результатов видно (рисунок 3.17), что образование скирмиона на дефекте типа «потенциальная яма» в диске конечных размеров носит также пороговой характер, как и в случае бесконечной пленки. В данном случае, при $R_0 < 21$ нм скирмион не образуется на дефекте. При этом пороговое значение радиуса дефекта ($R_0 = 21$ нм) практически не зависит от фактора качества, что лишний раз подтверждает тезис о явной зависимости характеристик скирмиона, в основном, от параметров дефекта.

Можно также отметить зависимость критических полей переключения кора H_t (рисунок 3.17) и перемагничивания дефекта H_{c_1}(рисунок 3.17) от радиуса дефекта R_0: поле H_t существенно зависит от размера дефекта – с возрастанием R_0 величина H_t значительно уменьшается (рисунок 3.17), а значение H_{c_2} наоборот увеличивается: при малых R_0 возрастание является заметным, а при больших R_0 – в очень незначительной степени (практически переходит на плато).

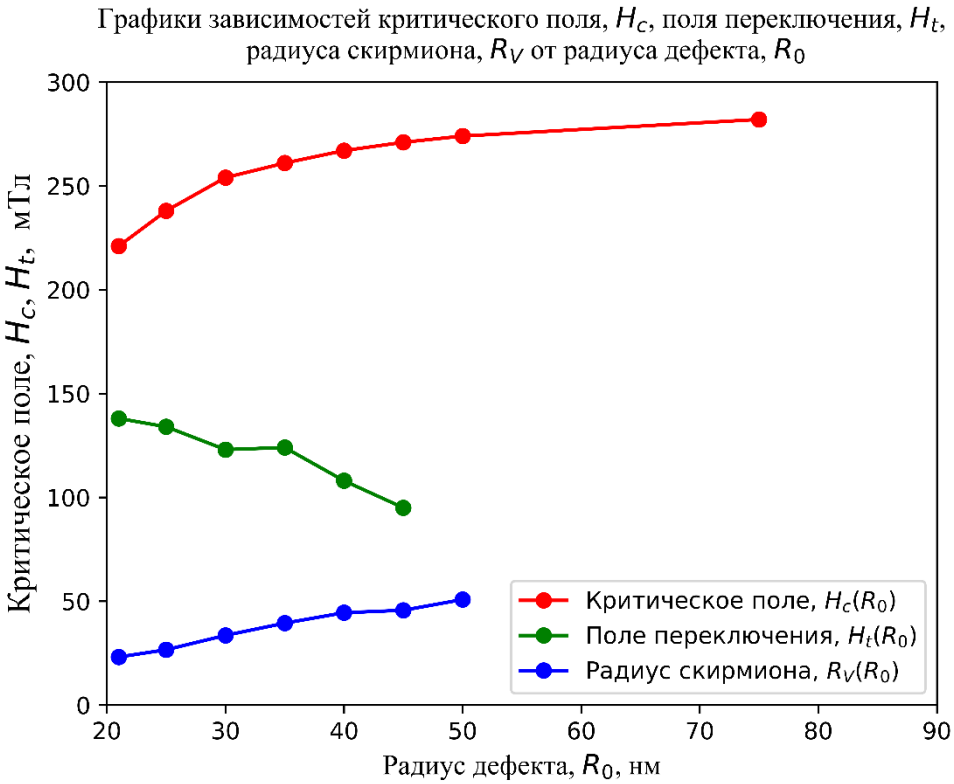


Рисунок 3.17–График зависимости значений критического поля H_c перемагничивания дефекта, переключающего поля H_t и радиуса скирмиона R_υ от радиуса дефекта R_0

3.2 Процессы перемагничивания исследуемых пленок в планарном магнитном поле

Рассмотрим теперь процесс намагничивания и перемагничивания исследуемого образца в магнитном поле, лежащем в плоскости диска. Исходная равновесная доменная структура в диске (как на периферии диска, так и на дефекте) соответствует конфигурации, изображенной на рисунке 3.18. При включении планарного поля меняется симметрия магнитной системы, она понижается [193]. Остается лишь один элемент симметрии – плоскость отражения σ_h, ортогональная оси Oz. В этом случае двухкратное вырождение, имевшее место в отсутствие поля у обоих типов вихреподобных неоднородностей, остается неизменным, но их структура будет трансформироваться примерно по одинаковому сценарию. Так, в магнитном

скирмионе при включении поля **H,** возникает асимметрия блоховского распределения магнитных моментов в области дефекта (рисунки 3.18 а и 3.18 б). Это выражается в том, что на участке (если двигаться от центра дефекта перпендикулярно полю вверх), где киральность магнитных моментов совпадает с направлением **H**, происходит увеличение его поперечных размеров, а на участке снизу от центра, в которых магнитные моменты направлены противоположно полю, наоборот, - уменьшение их размеров. В результате этих процессов кор смещается вниз, причем чем больше величина поля, тем дальше от центра. Наконец при поле $H = 19{,}25$ мТл кор постепенно достигает края дефекта (рисунок 3.19 а). При достижении полем значения $H = H_c$ ($H_c = 19{,}4$ мТл) кор полностью вытесняется с дефекта (рисунок 3.20) и область дефекта становится окончательно перемагниченной вдоль поля **H.** При этом лабиринтная доменная структура, расположенная вне дефекта, не исчезает, а трансформируется: плоскости доменных границ, в которых происходит вращение магнитных моментов, начинают ориентироваться вдоль поля. Это приводит к постепенному выстраиванию полосовых доменов параллельно **H**.

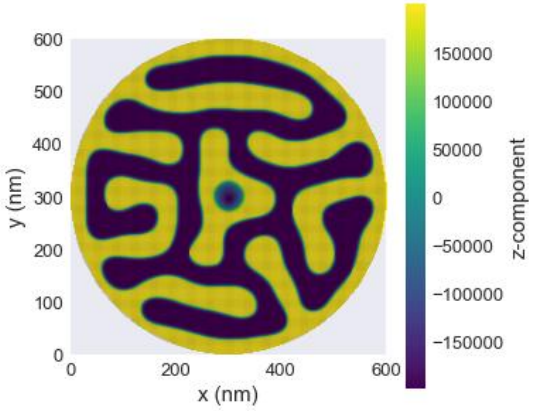


Рисунок 3.18 а– Трансформация блоховского распределения магнитных моментов в области дефекта в малом поле ($H = 5$ мТл)

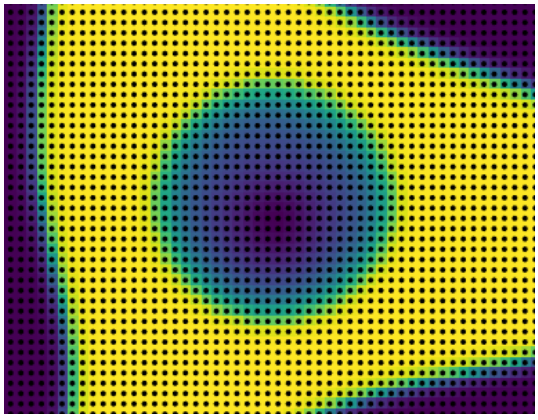


Рисунок 3.19 а– Смещение кора к краю дефекта ($H = 19{,}25$мТл) (распределение намагниченности в центре диска на рисунке 3.18 а в увеличенном масштабе)

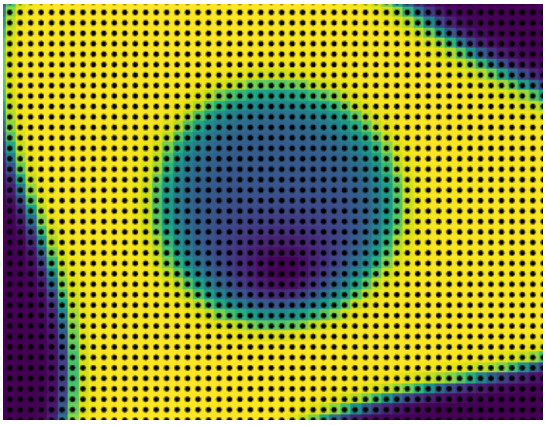


Рисунок 3.19 а– Распределение намагниченности в центре диска $H = 19{,}25$ мТл) (распределение намагниченности в центре диска в увеличенном масштабе)

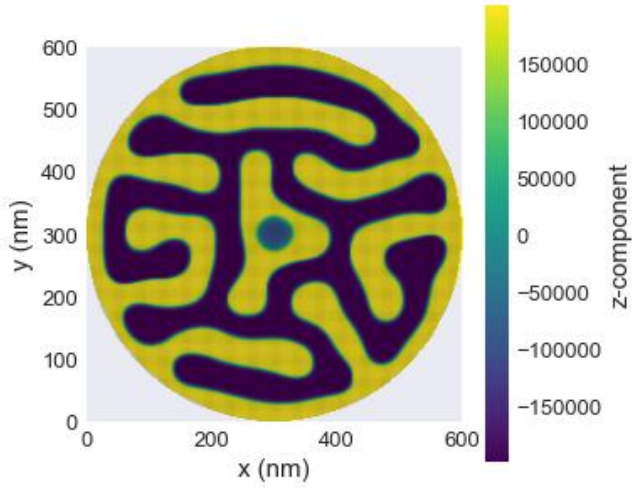


Рисунок 3.19 б– Вылет кора из области дефекта (полное перемагничивание дефекта) ($H = 19{,}4$ мТл)

Характерные этапы процесса перемагничивания исследуемого образца в планарном магнитном поле для следующих значений материальных параметров $R = 300$ нм, $D = 30$ нм, $R_0 = 30$ нм, $A_1 = A_2 = 2{,}5 \cdot 10^{-13}$ Дж/м, $K_{u1} = 3 \cdot 10^4$ Дж/м3 , $K_{u2} = -0{,}5 \cdot 10^4$ Дж/м3, $M_{s1} = M_{s2} = 6{,}6 \cdot 10^5$ А/м

Необходимо отметить, что критическое значение плоскостного поля перемагничивания дефекта H_c слабо зависит от его размеров (рисунок 3.20). Наблюдаемые его небольшое уменьшение и слабая осцилляция зависимости H_c от размера дефекта не носят столь существенного характера, в частности, амплитуда последней порядка 1 мТл.

Здесь следует отметить два обстоятельства: первое касается значения плоскостного поля, при котором происходит перемагничивание области дефекта. Оно более чем на порядок меньше аналогичного поля (поля

перемагничивания), только направленного перпендикулярно плоскости диска. Такое существенное различие связано, с тем, что перемагничиванию магнитных моментов на дефекте в плоскостном поле способствует одноосная анизотропия типа «легкая плоскость», имеющая место в области дефекта. Её величина в 6 раз меньше значения одноосной анизотропии типа «легкая ось», действующей вне дефекта.

Второе обстоятельство связано с киральностью магнитного скирмиона блоховского типа: если скирмион, локализованный на дефекте будет иметь другую киральность (направление вращения магнитных моментов), то выталкивание кора из области дефекта будет происходить в противоположном направлении (снизу – вверх). Однако при этом его поведение в планарном магнитном поле будет точно таким же, как и в первом случае киральности магнитного скирмиона.

Следует отметить также, что подобное перемещение скирмионов в планарном поле (в киральном магнетике) было рассмотрено в работе [193], а в случае магнитных вихрей – в [194]. В работе [195] также исследовалось влияние планарного магнитного поля на структуру скирмиона, который был стабилизирован в многослойной пленке Co/Pt с межфазным DMI. Однако магнитный скирмион в такой пленке имел неелевскую структуру и под действием поля, он также трансформировался, но по другому сценарию: скирмион деформировался и вытягивался вдоль направления поля.

3.3 Обсуждение результатов

Приведённые исследования показывают, что внешнее магнитное поле существенно влияет на структуру вихреподобных неоднородностей обоих типов. Сценарий трансформации топологии вихреподобных неоднородностей зависит от направления действия магнитного поля и от вида вихреподобных неоднородностей, точнее, от их характеристик: от топологического заряда, от киральности, от полярности и от типа распределения намагниченности:

(блоховский или неелевский) [195]. При действии магнитного поля, направление которого совпадает с нормалью к поверхности пленки и с полярностью кора нетопологического солитона, структура последнего трансформируется по сценарию процесса испарения капли воды, расположенной на поверхности твердого тела при его нагревании. В этом случае при возрастании поля он, уменьшаясь в размерах, постепенно перемагничивается и затем исчезает как объект.

Если магнитное поле действует на магнитный скирмион, образующийся на дефекте, с полярностью, противоположной **H**, то его трансформация происходит в несколько этапов. При возрастании H, уменьшаются размеры кора и скирмиона (в меньшей мере). Затем при достижении полем величины $\mathrm{H_t}$ $(\mathrm{H} = \mathrm{H_t})$ происходит переключение полярности кора; скирмион превращается в нетопологический солитон. Далее его трансформация в возрастающем поле, повторяет все этапы изменения структуры нетопологического солитона вплоть до его исчезновения.

Следует отметить, что анализ уравнений Эйлера-Лагранжа для киральных магнетиков показывает, что в них отсутствуют решения, соответствующие нетопологическому солитону. В то же время в них возможно существование $k\pi$ −скирмионов, где $k \in \{1,2,3,..\}$ [94,196]. Здесь π −скирмион есть вихреподобная неоднородность, в которой намагниченность $\boldsymbol{m}$ поворачивается на угол π между кором и периферией пленки. Он представляет собой обычный скирмион, изучаемый в большинстве исследований по скирмионике, в том числе и в данной работе. Однако 2π −скирмион не является аналогом нетопологического солитона, несмотря на то, что в обоих случаях ориентации вектора $\boldsymbol{m}$ в центре и на периферии плёнки совпадают. Если для 2π −скирмиона киральность $\boldsymbol{m} = \pm 1$ и постоянна, то для нетопологического солитона направление вращения вектора $\boldsymbol{m}$ (при достижении им поворота на максимальный угол θ_m) меняется на обратное. Прототипом нетопологического солитона в одномерной модели является 0-градусная ДГ, а 2π −скирмиона – 360-градусная ДГ. В этом смысле

нетопологический солитон можно назвать 0-градусным скирмионом или 0-скирмионом (скирмион с обращенным кором [16].) Согласно расчетам, 0-скирмион является метастабильным образованием, однако оно может возникнуть как устойчивое образование на промежуточном этапе процесса перемагничивания π −скирмиона, локализованного на колумнарном дефекте в перпендикулярном поле.

При действии плоскостного магнитного поля на скирмион блоховского типа нарушается симметрия магнитной системы; она перестает быть аксиальной. В связи с тем, что часть магнитных моментов скирмиона, расположенных в области, лежащей по одну сторону от кора и направленных вдоль поля **H** или составляющих с ним острый угол ($0 \leq \psi \leq \pi/2$), занимают энергетически более выгодное положение по сравнению с другой частью, находящейся по другую сторону кора, в которой магнитные моменты образуют с полем тупой угол ($\pi/2 < \psi \leq \pi$), кор перемещается перпендикулярно **H** в сторону последней части (сверху – вниз). В результате, действительно, симметрия системы перестает быть аксиальной. В поле, превышающем $H = H_c$ процесс перемещения кора завершается его вытеснением за пределы области дефекта и полным его перемагничиванием вдоль поля. Таким образом, при данной ориентации поля существенную роль в процессе перемагничивания области дефекта играет киральность скирмиона. Последнее означает, что воздействием планарного поля на скирмион блоховского типа можно определить его киральность.

Из полученных результатов следует, что вихреподобные неоднородности в изучаемых пленках имеют много общего, как по структуре, так и по свойствам, с магнитными скирмионами, возникающими в киральных магнетиках [129]. Оба вида неоднородностей имеют аксиально-симметричное распределение намагниченности и относятся к 2D- топологическим солитонам (за исключением вихреподобной неоднородности первого типа [67,197]. Они характеризуются киральностью (направлением вращения магнитных моментов), полярностью и топологическим зарядом. В последнем случае

только вихреподобные неоднородности второго типа идентичны магнитным скирмионам [16]. Кроме того магнитные скирмионы характеризуются видом распределения вектора **m**, точнее значением угла φ: при $\varphi = \pi/2$ распределение является блоховским, при $\varphi = 0$ – неелевским, при $\varphi \neq 0, \pi/2$ - промежуточным (в рассматриваемом случае вихреподобные неоднородности имеют блоховское распределение).

В то же время магнитные скирмионы в магнитных пленках с пространственно модулированной анзотропией (без DMI) и в магнитных пленках с DMI имеют существенные отличия по структуре: в первом случае они характеризуются тремя участками вращения магнитных элементов (кор, промежуточный и граничный), а во втором случае одним участком (кор). Однако, последнее относится к магнитным скирмионам, существующим в ограниченных пленках. Если же они стабилизированы в ультратонких пленочных наноструктурах, то ситуация с их конфигурацией будет более сложной [198]. Кроме того, вихреподобные неоднородности, локализованные на колумнарных дефектах могут существовать в широком диапазоне значений материальных параметров и величин напряженности магнитного поля. Более того они могут возникать в ненулевом поле, как устойчивые образования даже в тех областях изменения параметров материала, в которых в отсутствие поля они не существуют. Данная ситуация аналогична случаю с устойчивостью цилиндрических магнитных доменов, которые, как известно [49], могут существовать в магнитоодноосных пленках только в магнитном поле, параллельном оси симметрии образца, причем в определенном диапазоне его изменения. При этом верхним значением критического поля существования скирмиона можно регулировать вариацией параметров образца, и, в особенности, глубиной потенциальной ямы $|K_{u_2}|$. Кроме того, при значениях фактора качества Q≈1 магнитный скирмион не образуется на такого рода дефектах в нулевом поле в силу переориентации намагниченности **m** вне области дефекта [129]. Однако он может быть индуцирован внешним магнитным полем и существовать как устойчивая структура в определенном

их диапазоне. В этом отношении у скирмионов, образующихся в киральных магнетиках, имеются определённые проблемы с их устойчивостью в обычных условиях [16,199].

Ещё одной отличительной особенностью магнитных скирмионов образующихся на колумнарном дефекте (вихреподобная неоднородность второго типа), от скирмионов, стабилизированных DMI, является отсутствие у первых бистабильности [129]. Известно, что во втором случае зависимость энергии магнитных скирмионов от их размеров имеет несколько минимумов, разделенных энергетическим барьером, сравнимым с энергией флуктуации намагниченности. Соответствующие этим минимумам скирмионы, отличаются друг от друга размерами, но они топологически эквивалентны и благодаря флуктациям намагниченности в системе возможны между ними взаимопревращения [128]. В первом случае такое свойство отсутствует. Конечно, можно было бы утверждать, что вихреподобные неоднородности всех четырех типов, а также однородное состояние пленки ($\theta = 0$, оно также является решением уравнения (3.1.3)) в совокупности могут представлять бистабильную систему (точнее, мультистабильную). Однако, первый и третий типы вихреподобных неоднородностей отличаются от второго и четвертого типа топологическим зарядом, кроме того каждый из них отличается существенным образом друг от друга по структуре (топологически они не идентичны), а все вместе взятые отличаются от однородного состояния принципиально – они взаимоисключающие состояния.

Необходимо отметить, что для существования вихреподобных неоднородностей в ферромагнитных пленках необходимо наличие в них модулированной перпендикулярной анизотропии. Перпендикулярная анизотропия имеет место во многих магнитных материалах: в эпитаксиально выращенных пленках ферритов-гранатов, гексаферритов, ферритов-шпинелей, в аморфных металлических пленках [49,148], в интерметаллических соединениях [200] и т.д. В тоже время индуцировать пространственную модулированную анизотропию в вышеприведенных

материалах очевидно представляет определенные сложности. Однако они (как отмечено было ранее) оказались вполне разрешимыми [16,20]. Кроме того аналогичного эффекта можно добиться сфокусированным импульсным лазерным облучением определенных участков поверхности образца [149,201].

В этом случае облученный участок нагревается и за счет разной зависимости констант K_u и M_s, от температуры, можно добиться того, чтобы этот участок представлял «потенциальную яму» [202]. Следует отметить еще один способ наблюдения магнитных скирмионов в магнитоодноосных ферромагнитных пленках, если на их поверхность подействовать неоднородным электрическим полем. В случае наличия в образце неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия [151] в зоне действия поля, ограниченной окружностью малого радиуса, можно наблюдать цилиндрический магнитный домен, обладающий наряду с топологическим и электрическим зарядами [153]. Аналогичного эффекта (однако без индуцированных зарядов) можно добиться и при действии на магнитоодноосную пленку неоднородным магнитным полем [187].

Необходимо отметить, что единственным размерным параметром, определяющим и толщину плёнок, и размеры дефектов, а также размеры магнитных скирмионов является ширина ДГ Δ_1. Для плёнок ферритов-гранатов $\Delta_1 \sim (30 - 100)$ нм, для гексаферритов $\Delta_1 \sim 2$ мкм, для многослойных плёнок Co/Pt $\Delta_1 \sim 30$ нм и т.д. Однако на приведенные расчеты накладываются определенные ограничения по толщине: $D \geq \Delta_1$. В противном случае при $D \ll \Delta_1$ влияние размагничивающих полей существенно возрастает и скирмион по структуре становится неблоховским [178]. В этом случае рассматриваемая модель магнитных скирмионов блоховского типа перестает описывать реальные структуры. В то же время, если усовершенствовать модель и учесть неелевский вклад в структуру магнитных скирмионов, то можно рассматривать поведение этих неоднородностей и для ультратонких плёнок.

3.4 Выводы по главе 3.

В данной главе было рассмотрено влияние перпендикулярного и планарного магнитных полей на топологию и свойства вихреподобных неоднородностей различных типов, образующихся на колумнарном дефекте типа «потенциальная яма». В результате расчетов и проведенного микромагнитного моделировани было установлено следующее:

1. Определены характерные этапы трансформации вихреподобных неоднородностей различных типов под действием магнитного поля и найдены критические поля преобразования их структуры в зависимости от материальных параметров, толщины пленки, характеристик дефекта, а также от величины и направления магнитного поля.
2. Показано, что при действии перпендикулярного поля на магнитный скирмион, полярность кора которого направлена противоположно полю, при определенном его значении, магнитный скирмион превращается в нетопологический солитон, который при дальнейшем возрастании поля уменьшается в размерах и исчезает. Выявлено, что нетопологический солитон становится устойчивым образованием на определенном этапе перемагничивания магнитного скирмиона.
3. Установлено, что в некоторых случаях (при малых значениях фактора качества $Q \leq 1$), при которых магнитные скирмионы не могут зарождаться на колумнарном дефекте, магнитные скирмионы всё же могут образовываться на дефекте в перпендикулярном магнитном поле при некотором его значении.
4. Выявлено, что под действием плоскостного магнитного поля магнитный скирмион, не изменяя своей топологии, перемещается в направлении перпендикулярном приложенному полю. Показано, что по направлению перемещения скирмиона можно однозначно определить его киральность.
5. Обнаружено, что критические поля перемагничивания исследуемых плёнок перпендикулярно и параллельно её плоскости отличаются более, чем на порядок.

Заключение

В данной работе были получены следующие результаты:

1. Были исследованы распределения намагниченности вихреподобных неоднородностей, возникающих на колумнарных дефектах типа «потенциальная яма» в одноосных ферромагнитных пленках, определены их устойчивые состояния в зависимости от параметров образца и характеристик дефекта, выявлены основные параметры материала, наиболее существенно влияющие на возникновение вихреподобных неоднородностей (магнитные скирмионы и нетопологические солитоны), их структурные особенности и зависимости их характерных размеров от параметров образца и характеристик дефекта.

2. Были получены диаграммы устойчивости в переменных «фактор качества – размер дефекта», «фактор качества – магнитное поле» для описания стабильности вихреподобных неоднородностей.

3. Было изучено влияние магнитного поля на структуру и устойчивость вихреподобных неоднородностей в рассматриваемых пленках, были выявлены возможные сценарии перемагничивания этих пленок, в которых реализуется тот или иной тип неоднородностей, в зависимости от направления магнитного поля относительно поверхности пленки.

Публикации автора по теме диссертации

Статьи в журналах, рекомендованных ВАК для публикации результатов диссертаций на соискание учёной степени кандидата наук и приравненных к ним:

1. Вахитов, Р. М. Вихреподобные образования на дефектах магнитоодноосных пленок / Р. М. Вахитов, А. А. Ахметова, Р. В. Солонецкий // Физика твердого тела. – 2019. – Т. 61, № 3. – С. 453-459.

2. Вахитов, Р. М. Особенности перемагничивания магнитоодноосных пленок с колумнарными дефектами / Р. М. Вахитов, Р. В. Солонецкий, А. А. Ахметова // Физика металлов и металловедение. – 2020. – Т. 121, № 5. – С. 462-468.

3. Vakhitov, R. M. Stable states of vortex-like magnetic formations in inhomogeneous magnetically uniaxial films and their behavior in a longitudinal magnetic field / R. M. Vakhitov, R. V. Solonetsky, A. A. Akhmetova // Journal of Applied Physics. – 2020. – Vol. 128, No. 15. – P. 0002280.

4. Vakhitov, R. M. Behavior of Vortex-Like Inhomogeneities Originating in Magnetic Films with Modulated Uniaxial Anisotropy in a Planar Magnetic Field / R. M. Vakhitov, R. V. Solonetsky, A. A. Akhmetova, M. A. Filippov // Symmetry. – 2022. – Vol. 14, No. 3. –p. 13.

5. Вахитов, Р. М. Процессы перемагничивания одноосных ферромагнитных пленок с пространственно модулированными параметрами / Р. М. Вахитов, А. А. Ахметова, М. А. Филиппов, Р. В. Солонецкий // Физика металлов и металловедение. – 2024. – Т. 125, № 5. – С. 513-520.

6. Vakhitov, R. M. Two-factor analysis of magnetic skyrmions stability in multilayer modified films / R. M. Vakhitov, A. A. Akhmetova, M. A. Filippov, A. A. Khakimullina // Letters on Materials. – 2025. – Vol. 15, No. 4(60). – P. 344-349.

7. Vakhitov, R. M. Possible structures of skyrmion states in chiral ferromagnetic films with spatially modulated uniaxial anisotropy / R. M. Vakhitov, A. A.

Akhmetova, M. A. Filippov // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2025. – Vol. 37, No. 5. – P. 055802.

Основные тезисы в сборниках материалов российских и международных конференций:

1. Akhmetova A.A. Magnetic inhomogeneuges appeared on secluded defects of through type in magnetic uniaxial films / Vakhitov R.M., Solonetsky R.V., Akhmetova A.A.// Moscow International Symposium on Magnetism (MISM) Book of Abstracts, M.V. Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics – Moscow, 2017. – p. 920.

2. Вахитов, Р.М. Процессы перемагничивания магнитоодноосных плёнок с колумнарным дефектом в перпендикулярном поле / Р. М. Вахитов, А. А. Ахметова, Р. В. Солонецкий, М. А. Филиппов // Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании: спутник Международной научной конференции "Уфимская осенняя математическая школа-2021" : Тезисы докладов XII Международной школы-конференции студентов, аспирантов и молодых ученых, посвященной 100-летию профессора БашГУ Фарзтдинова Миркашира Минигалиевича, Уфа, 06–09 октября 2021 года / Отв. редактор Л.А. Габдрахманова. – Уфа: Башкирский государственный университет, 2021. – С. 51-52.

8. Филиппов, М.А. Исследование структуры и свойств вихреподобных неоднородностей в модулированных ультратонких ферромагнитных плёнках / М. А. Филиппов, Р. М. Вахитов, А. А. Ахметова, Р. В. Солонецкий // Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании: спутник Международной научной конференции "Уфимская осенняя математическая школа-2022" : Тезисы докладов XIII Международной школы-конференции студентов, аспирантов и молодых ученых, посвященной 50-летию образования математического и физического факультетов БашГУ, Уфа, 21–22 октября 2022 года / Отв. редактор Л.А. Габдрахманова. – Уфа: Башкирский государственный университет, 2022. – С. 52-53.

9. Vakhitov R.M. Structure and stabel state of magnetic vortex-like inhomogeneties in modulated ultrathin magnetic films / R.M. Vakhitov, R.V. Solonetsky, A.A. Akhmetova, M.A. Filippov // В книге: Samarkand International Symposium on Magnetism 2023. Book of Abstracts. Samarkand, 2023. С. 123.

10. Филиппов, М. А. Свойства и стабильность скирмионных состояний в модулированных ультратонких магнитных пленках / М. А. Филиппов, Р. М. Вахитов, А. А. Ахметова, Р. В. Солонецкий // Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании: спутник Международной научной конференции "Уфимская осенняя математическая школа-2024" : Тезисы докладов XV Международной школы-конференции студентов, аспирантов и молодых ученых, посвященной 300-летию Российской академии наук, Уфа, 06–09 октября 2024 года. – Уфа: Уфимский университет науки и технологий, 2024. – С. 47-48.

11. Вахитов, Р. М. Особенности стабилизации вихреподобных неоднородностей в ультратонких ферромагнитных модифицированных плёнках / Р. М. Вахитов, А. А. Ахметова, Р. В. Солонецкий, М. А. Филиппов // Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах : Сборник докладов XXV международной конференции, Москва, 01–06 июля 2024 года. том 2. – Москва: МИРЭА - Российский технологический университет, 2024. – С. 262-266.

1. Участие в грантах:

Грант РФФИ 15-32-51246 мол_нр "Изучение влияния шероховатости подложки на топологию и динамику доменной структуры наноразмерной пермаллоевой пленки".

Список литературы

[1] Everschor–Sitte, K. Perspective: Magnetic skyrmions — Overview of recent progress in an active research field / K. Everschor–Sitte, J. Masell, R. M. Reeve, M. Kläui // J.Appl.Phys.–2018.– V. 124. – P. P. 1-17.

[2] Самардак, А.С. Топологически нетривиальные спиновые текстуры в тонких магнитных пленках / А. С. Самардак, А. Г. Колесников, А. В. Давыденко, М. Е. Стеблий, А. В. Огнев // ФММ.– 2022. – Т. 123, 3. –Р. 260-283.

[3] Mühlbauer, S. Skyrmion lattice in a chiral magnet / S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, P. Böni // Science.– 2009.– V. 323, 5916. – P. 915–919.

[4] Bogdanov, A.N. Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals / A. N. Bogdanov, A. Hubert // J. Magn. Magn. Mater. – 1994.– V. 138, I. 3.– P. 255-269.

[5] Schulz, T. Emergent electrodynamics of skyrmions in a chiral magnet // R. Schulz, Ritz A. Bauer, M. Halder, M. Wagner, C. Franz, C. Pfleiderer, K. Everschor, M. Garst & A. Rosch // Nature Physics.– 2012.–V. 8. – P. 301-304.

[6] Yu, X. Z. Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density / X. Z. Yu, N. Kanazawa, W. Z. Zhang, T. Nagai, T. Hara, K. Kimoto, Y. Matsui, Y. Onose , Y. Tokura // Nat. Commun.– 2012.– V. 3.– P. 6.

[7] Neubauer, A. Topological Hall Effect in the A Phase of MnSi / A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz, A. Rosch, R. Ritz, P. G. Niklowitz, P. Boni // Phys. Rev. Lett.– 2009.– V. 102. – P. 186602.

[8] Lee, M. Unusual Hall Effect Anomaly in MnSi under Pressure / M. Lee, W. Kang, Y. Onose, Y. Tokura, N. P. Ong // Phys. Rev. Lett.– 2009.– V. 102. – P. 186601.

[9] Zang, J. Dynamics of Skyrmion Crystals in Metallic Thin Films. / J. Zang, M. Mostovoy, J.H.Han, N. Nagaosa // Phys. Rev. Lett.– 2011.– V. 107. – P. 136804.

[10] Fert, A. Skyrmions on the track / A. Fert, V. Cross, J. Sampaio // Nat. Nanotechnol. – 2013.– V. 8. – P. 152-156.

[11] Zhang, X. Magnetic skyrmion logic gates: conversion, duplication and

merging of skyrmions / X. Zhang, M. Ezawa, Y. Zhou // Sci. Rep. – 2015. –9400. – P. 8.

[12] Fert, A. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications / A.Fert, V. Cross, N. Reyren // Nat.Rev. Mater. – 2017. – V. 2– P. 15.

[13] Moreau–Luchaire, C. Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature / C. Moreau–Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren, J. Sampaio, C. A. F. Vaz, N. Van Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnicke, P. Wohlhüter, J.–M. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros , A. Fert // Nat. Nanotechnol.– 2016.– V. 11. – P. 444-448.

[14] Miao, B. F. Experimental realization of two–dimensional artificial skyrmion crystals at room temperature / B. F. Miao, L. Sun, Y. W. Wu, X. D. Tao, X. Xiong, Y. Wen, R. X. Cao, P. Wang, D. Wu, Q. F. Zhan, B. You, J. Du, R. W. Li, H. F. Ding // Phys. Rev. B.– 2014.– V. 90. – P. 174411.

[15] Fraerman A. A. Skyrmion states in multilayer exchange coupled ferromagnetic nanostructures with distinct anisotropy directions / A. A. Fraerman, O. L. Ermolaeva, E. V. Skorohodov, N. S. Gusev, V. L. Mironov, S. N. Vdovichev, E. S. Demidov // J. Magn. Magn. –2015. – V. 393– P. 452–456.

[16] Navas, D. Route to form skyrmions in soft magnetic films / D. Navas, R. V. Verba, A. Hierro–Rodriguez, S. A. Bungaev, X. Zhou, A. O. Adeyeye, O. V. Dobrovolskiy, B. A. Ivanov, K. Y. Guslienko, G. N. Kakazei. // APL Materials/ – 2019. – V. 7. – 0811114. – P. 7.

[17] Sapozhnikov, M. V. Skyrmion lattice in a magnetic film with spatially modulated material parameters. / M. V. Sapozhnikov // J. Magn. Magn. –2015. – V. 396– P. 338–344.

[18] Вахитов, Р. М. Структура магнитных неоднородностей в области дефекта одноосного кристалла / Р. М. Вахитов, Е. Б. Магадеев // ФММ.– 2014.– Т. 115, 9.– С. 906–912.

[19] Вахитов, Р. М. Особенности структуры микромагнитных образований на дефектах пленок ферритов гранатов / Р. М. Вахитов, Т. Б.

Шапаева, Р. В. Солонецкий, А. Р. Юмагузин // ФММ.– 2017.– Т. 118, 6.– С. 571–575.

[20] Sapozhnikov, M. V. Artificial dense lattice of magnetic bubbles / M. V. Sapozhnikov, S. N. Vdovichev, O. L. Ermolaeva, N. S. Gusev, A. A. Fraerman, S. A. Gusev, Yu. V. Petrov // Appl. Phys. Lett. –2016. – V. 109, I.4. – 042406. – P. 6.

[21] Sapozhnikov, M. V. Artificial Dense Lattices of Magnetic Skyrmions / M. V. Sapozhnikov, Yu. V. Petrov, N. S. Gusev, A. G. Temiryazev, O. L. Ermolaeva, V.L. Mironov, O. G. Udalov. Artificial Dense Lattices of Magnetic Skyrmions // Materials. –2020 – V. 13. 99. – P. 9.

[22] Сапожников, М. В. Магнитные скирмионы в пленках с модулированной толщиной / М. В. Сапожников, О. В. Ермолаева, Е. В. Скороходов, Н. С. Гусев, М .Н. Дроздов // Письма в ЖЭТФ.– 2018.– Т. 107, 6.– С. 378–382.

[23] Sapozhnikov, M. V. Direct observation of topological Hall effect in Co/Pt nanostructured films / M. V. Sapozhnikov, N. S. Gusev, S. A. Gusev, D. A. Tatarskiy, Yu. V. Petrov, A. G. Temiryazev, A. A. Fraerman // Phys. Rev. B.– 2021.– V. 103, 054429– P. 9.

[24] De Blois, R. W. Nucleation of ferromagnetic domains in iron whisker / R. W. De Blois, C. P. Bean // J. Appl. Phys.– 1959.– v. 30.– p. 2258-2278.

[25] De Blois, R. W. Ferromagnetic Nucleation Sources on Iron Whiskers/ R. W. De Blois // J. Appl. Phys.– 1961.– V. 32.– P. 1561-1563.

[26] Abraham, C. Linear decrease in the magnetocrystalline anisotropy / C. Abraham, A. Aharoni // Phys. Rev.– 1960.– V. 120.– P. 1576-1579.

[27] Кандаурова, Г. С. Природа магнитного гистерезиса / Г. С. Кандаурова // Соровский образовательный журнал.– 1997.– Т. 1.– С. 100–106.

[28] Gall, D. Micromagnetism– Microstructure Relations and the Hysteresis Loop, pp 1–36, in: H. Kronmuller, S. Parkin (Eds) Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials / D. Gall.– 2: Micromagnetism. John Wiley & Sons. Ltd. New–York. 2007.

[29] Вахитов, Р.М. Об одном механизме перемагничивания кристаллов с

комбинированной анизотропией / Р. М. Вахитов, В. Е. Кучеров // ЖТФ.– 2000. – Т.70, 11. – С. 67-73.

[30] Вахитов, Р. М. Особенности поведения зародышей перемагничивания в магнитном поле в одноосных пленках / Р. М. Вахитов, Р. В. Солонецкий, И. Б. Ларионов // ФТТ.– 2017.–Т.59, 6.–С. 1089-1096.

[31] Zhao, G. P. Coercivity mechanisms in nanostructured permanent magnets / G. P. Zhao, L. Zhao, I. C. Shen, J. Zou, L. Qiu // Chinese Physics B.– 2019.– v. 28, 7.– P. 077505.

[32] Власко–Власов, В. К. Диаграмма магнитных ориентационных фазовых переходов в монокристаллах гадолиниевого феррита–граната с внутренними напряжениями / В. К. Власко–Власов, М. В. Инденбом // ЖЭТФ.– 1984.– Т. 86, 3.– С. 1084-1091.

[33] Вахитов, Р. М. Моделирование процессов спиновой переориентации в кубических ферромагнетиках, содержащих дефекты / Р. М. Вахитов, Е. Р. Гареева, М. М. Вахитова, А. Р. Юмагузин // ЖТФ.– 2009.– Т. 79, 8.– С. 50-55.

[34] Мицек, А. И. Влияние антифазных границ на магнитные свойства ферромагнетиков / А. И. Мицек, С. С. Семянников // ФТТ.– 1969.– Т. 11, 5.– С. 1103-1113.

[35] Диченко, А. Б. О возникновении особых линий в распределении намагниченности одноосного ферромагнетика с дислокацией / А. Б. Диченко, В. В. Николаев // ЖЭТФ.– 1982. –Т.82, 4. –С. 1230-–1233.

[36] Шамсутдинов, М. А. Доменные границы в ферромагнетике с одномерными неоднородностями параметра обменного взаимодействия и константы анизотропии / М. А. Шамсутдинов // ФТТ.– 1991.– Т. 33, 11.– С. 3336-3342.

[37] Vakhitov, R. M. Structure and properties of magnetic inhomogeneities of the «static soliton» type in (001) plates with a combined anisotropy / R. M. Vakhitov, V. E. Kucherov // J. Appl. Phys. –1999. – V.85, 1. – P.310-313.

[38] Джежеря, Ю. И. Особенности движения 180̊ доменной границы в

тонкой ферромагнитной пленке с дефектами / Ю. И. Джежеря, М. В. Сорокин // ФТТ.– 1999.– Т. 41, 7.– С. 1231-1235.

[39] Магадеев, Е. Б. Зарождение магнитных неоднородностей на уединенных дефектах ферромагнетика / Е. Б. Магадеев, Р. М. Вахитов // ТМФ.– 2015.– Т.184, 1.– С. 134-144.

[40] Магадеев, Е. Б. Влияние шероховатостей подложки на доменную структуру пермаллоя / Е. Б. Магадеев, Р.М. Вахитов, Л. С. Успенская // Известия РАН сер. физ.– 2013.– Т. 77, 10.– С. 1406-1409.

[41] Rahm, M. Influence of point defects on magnetic vortex structures / M. Rahm, J. Biger, V. Umansky, D. J. Weiss // J. Appl. Phys.–2004. – V.95, 11, – P. 6708-6710.

[42] Pereira, A. R. Hysteresis trace in cylindrical magnetic nanoparticles with individual defects / A. R. Pereira // J. Appl. Phys.–2005. –V.97, 094303. – P. 4.

[43] Apolonio, F. A. A model for structural defects in nanomagnets / F. A. Apolonio, W. A. Moyra–Melo, F. P. Crisabuli, A. R. Pereira, R. L. Silva // J. Appl. Phys.–2009. –V.106, 084320, – P. 5.

[44] Toscano, D. Dynamics of the vortex core in magnetic nanodisks with a ring of magnetic impurities / D. Toscano, S. A. Leonel, P. Z. Coura, F. Sato, R. A. Dias, B. V. Costa //Appl. Phys. Lett.–2012. –V.147, 252402, – P. 6708-6710.

[45] Muller, J. Capturing of a magnetic skyrmion with a hole / J. Muller, A. Rosch // Phys. Rev.– 2015.– V. 1391, 054410.– P. 10.

[46] Xu, M. The influence of introducing holes on the generation of skyrmions in nanofilms / M. Xu, J. Zhang, D. Meng, Z. Zhang, G. Jiang // Phys. Lett. A.– 2022.– V. 433, 128034.– P. 6.

[47] Donahue, M. J.; Porter D.G. OOMMF User’s Guide, version 2.0a3. National Institute of Standard and Technolog: Gaithersburg, MD, USA. 2021. Websites: https://math.nist.gov/oommf/doc/userguide20a3/userguide/

[48] M. Beg, M. Lang and H. Fangohr, «Ubermag: Toward More Effective Micromagnetic Workflows,» in IEEE Transactions on Magnetics, V. 58, No. 2, Pp. 1–5, Feb. 2022, Art no. 7300205, doi: 10.1109/TMAG.2021.3078896

[49] Эшенфельдер, А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. М.: Мир, 1983. – 496 с.

[50] Sherwood, R. C. Domain Behavior in Some Transparent Magnetic Oxides / J. P. Remeika, H. J. Williams // J. Appl. Phys. – 1959. – V. 30. – P. 217-225.

[51] Kooy, C. Experimental and theoretical study of the domain conifguration in thin layers of BaFe12 / C. Kooy, U. Enz // Philips Res. Rep. 1960.– V. 15. – P. 7.

[52] Kaczer, R. Gemple /Czescoslov. J. Phys, – 1960. – V. 10 – P. 618.

[53] Кандаурова, Г. С. О влиянии магнитного поля на форму цилиндрических доменов/ Г. С. Кандаурова, А. И. Мицек // ФММ.– 1968.– Т. 26? №3.– С. 565-567.

[54] Bobeck, A. H. Properties and Device Applications of Magnetic Domains in Orthoferrites / A. H. Bobek // Bell Syst. Techn.– 1967.– V. 46, №8.– P. 1901-1925.

[55] Baibich, M. N. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices / M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas // Phys. Rev. Lett.– 1988.– V. 61, №21.– P. 2472-2475.

[56] Binasch, G. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn // Phys. Rev. B.– 1989.– V. 39, №7. – P. 4828-4830.

[57] Кричевцов, Б. Б. Гигантский линейный магнитоэлектрический эффект в пленках ферритов–гранатов/ Б. Б. Кричевцов, В. В. Павлов, Р. В. Писарев // Письма в ЖЭТФ.– 1989.– Т. 49, №8.– С. 466-469.

[58] Kimmel, A. V. Ultrafast manipulation of spins in antiferromagnetic materials: New avenue in magnetic memory? / A. V. Kimmel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R. V. Pisarev // Journal of The Magnetics Society of Japan.– 2005.– V. 29, №5.– P. 523-528.

[59] Beaurepaire, E. Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel / E. Beaurepaire, J.–C. Merle, A. Daunois, J.–Y. Bigot. // Phys. Rev. Lett.– 1996.– V.

76, 2. – P. 4250-4253.

[60] Малоземов, А. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами / А. Малоземов, Дж. Слонзуски.– М.: Мир, 1982.–382 с.

[61] Margulies, M. Abstract: Energy and mobility of Bloch point singularities. / M. Margulies, J. Slonczewski // J. Appl. Phys.– 1978.– V. 49.– P. 1912-1912.

[62] Вахитов, Р. М. Доменные границы в ферритах–гранатах с наведенной одноосной анизотропией / Р. М. Вахитов, Р. М. Сабитов, М. М. Фарзтдинов // ФТТ.– 1985.– Т. 27, № 6.– С. 1852-1856.

[63] Балбашов, А. М. Обнаружение методом ЯМР магнитных неоднородностей в монокристалле $Y_3Fe_5O_{12}$. /А. М. Балбашов, А. В. Залесский, В. Г. Кривенко, Е. В. Синицын // Письма в ЖТФ.– 1988.– Т. 14, №4.– С. 293-297.

[64] Белов, К. П. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках /К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин.– М. Наука, 1979. –320 с.

[65] Вахитов, Р. М. Свойства доменных границ и их особенности вблизи спин–переориентационных фазовых переходов в кубических ферромагнетиках при действии упругих напряжений / Р. М. Вахитов, Р. М. Сабитов // ФТТ.– 1989.– Т. 31, №9.– С. 51-57.

[66] Белавин, А. А. Метастабильные состояния двумерного изотропного ферромагнетика. / А. А. Белавин, А. М. Поляков // Письма в ЖЭТФ.– 1975.– т. 22, №10.– С. 503-506.

[67] Косевич, А. М. Нелинейная динамика намагниченности в ферромагнетиках. Динамические и топологические солитоны (обзор) // А. М. Косевич. // ФММ. – 1982. –Т. 53, №3. – С. 420-446.

[68] Ковалев, А. С. Магнитный вихрь–топологический солитон в ферромагнетике с анизотропией типа легкая ось // А. С. Ковалев, А. М. Косевич, К. В. Маслов.// Письма в ЖЭТФ. – 1979. –Т. 30, №6. – С. 321-324.

[69] Косевич, А. М. Нелинейные локализованные волны

намагниченности ферромагнетика как связанного состояния большого числа магнонов// А. М. Косевич, В. А. Иванов, А. С. Ковалев // Письма в ЖЭТФ. – 1977. –Т. 25, № 11. – С. 486 -– 489.

[70] Усов, Н. А. Вихревое распределение намагниченности в тонком ферромагнитном цилиндре // Н. А. Усов, С. Е. Песчаный // ФММ. – 1994. –Т. 78, № 6. – С. 13-24.

[71] Usov, N. A. Magnetization curling in a fine cylindrical particle // N. A. Usov, S. E. Peschany // J. Magn. Magn. Mater. –1993. –V. 118. – P. 290-L294.

[72] Mermin. N. D. The topological theory of defects in ordered media / N. D. Mermin // Rev. Mod. Phys.– 1979.– v. 51, №3.– p. 591-641.

[73] Guslienko, K. Yu. Evolution and stability of a magnetic vortex in a small cylindrical ferromagnetic particle under applied field / K. Yu.Guslienko, K. L. Metlov // Physical Review B. – 2001. – V.63. – 100403. – P. 4.

[74] Guslienko, K. Yu. Field evolution of magnetic vortex state in ferromagnetic disks / K. Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi // Appl. Phys. Lett. – 2001. – V.78, №24. –P. 3848-3850.

[75] Guslienko, K. Yu. Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays/ K. Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi // Phys. Rev. B. – 2001. – V.65. –024414. –P. 10.

[76] Novosad V. Nucleation and Annihilation of Magnetic Vortices in Sub–Micron Permalloy Dots / V. Novosad, K. Yu. Guslienko, H. Shima, Y. Otani, K. Fukamichi, N. Kikuchi, O. Kitakami, Y. Shimada // IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS. – 2001. – V.37, 4. –P. 2088-2090.

[77] Metlov, K. L. Stability of magnetic vortex in soft magnetic nano–sized circular cylinder / K. L. Metlov, K. Yu. Guslienko // J. Magn. Magn. –2002. – V. 242–245, part 2. – P. 1015-1017.

[78] Scholz W. Transition from single–domain to vortex state in soft magnetic cylindrical nanodots / W. Scholz, K. Yu. Guslienko, V. Novosad, D. Suess, T.

Schrefl, R. W. Chantrell, J. Fidler // J. Magn. Magn. –2003. – V.266., 1 –2–P. 155-163.

[79] Guslienko, K. Yu. Magnetic Vortex State Stability, Reversal and Dynamics in Restricted Geometries/ K. Yu. Guslienko // Journal of Nanoscience and Nanotechnology – 2008. – V.8. –P. 2745-2760.

[80] Guslienko, K. Yu. Magnetic Vortices and Skyrmions. Journal of Magnetics/ K. Yu.Guslienko // Journal of Magnetics – 2019. – V.24. –P. 549-567.

[81] Uspenskaya, L. S. Transformation of the Domain–Wall Structure in Permalloy Nanotape Under Electrical Current Pulses / L. S. Uspenskaya, S. V. Egorov, V. A. Skidanov // IEEE Transactions on Magnetics.– 2015.– V. 51, №.1 – P. 4.

[82] Bogdanov, A. N. Thermodynamically stable «vortices» in magnetically ordered crystals. The mixed state of magnets / A. N. Bogdanov, D. A. Yablonskii // \\ Sov. Phys. JETP – 1989.– v. 68, №1. –P. 101-103.

[83] Богданов, А. Н. К теории магнитных вихрей в легкоосных ферромагнетиках / А. Н. Богданов, М. В. Кудинов, Д. А. Яблонский // ФТТ. – 1989. – т. 31, №10.– С. 99-104.

[84] Bogdanov, A. The properties of isolated magnetic vortices / A. Bogdanov, A. Hubert. // physica status solidi (b).– 1994. – V.186. – p. – 527– 543.

[85] Bogdanov, A. N. The stability of vortex–like structures in uniaxial ferromagnets / A. N. Bogdanov, A. Hubert // JMMM. – 1999. – V.195. – P. 182-192.

[86] Shinjo, T. Magnetic vortex core observation in circular dots of permalloy / T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf , K.Shigeto, T. Ono // Science.– 2000.– V. 289.– P. 930-932.

[87] Skyrme, T. H. R. A unified field theory of mesons and baryons / T. H. R. Skyrme // Nucl. Phys.– 1962.– V. 31.– P. 556-569.

[88] Baskaran, G. Possibility of Skyrmion Superconductivity in Doped Antiferromagnet K2Fe4Se5/ G. Baskaran // arXiv:1108.3562 [cond–mat.supr–con].– 2011.– P. 4.

[89] Khawaja, U. Al. Skyrmions in a ferromagnetic Bose–Einstein condensate / U. Al. Khawaja, H.Stoof. // Nature.– 2001.– V. 411.– P. 918-920.

[90] Fukuda, J. Quasi–two–dimensional Skyrmion lattices in a chiral nematic liquid crystal / J. Fukuda, S. Zumer // Nature Commun 2.– 2011.– V. 246.– P. 5.

[91] Bogdanov, A. N. Magnetic structures and reorientation transitions in noncentrosymmetric uniaxial antiferromagnets / A. N. Bogdanov, U. K. Rößler, M. Wolf, K.–H. Müller // Phys. Rev. B. – 2002.– V. 66, №21. –P. 16.

[92] Rossler, U. K. Spontaneous skyrmion ground states in magnetic metals / U. K. Rossler, A. N. Bogdanov, C. Pfleiderer // Nature.– 2006.– V. 442.– P. 797–801.

[93] Kosevich, A. M. Magnetic Solitons / A. M. Kosevich, B. A. Ivanov, A. S. Kovalev // Physics Reports.– 1990.– v. 194, №3&4.– P. 117–238.

[94] Kiselev, N.S. Chiral skyrmions in thin magnetic films: new objects for magnetic storage technologies? / N. S. Kiselev, A. N. Bogdanov, R. Sch¨afer, U. K. R¨oßler// Journal of Physics D. – 2011.– v. 44, №39. –P. 5.

[95] Bogdanov, A. N. Modulated and localized structures in cubic helimagnets / A.N. Bogdanov, U. K Ro¨ßler, C. Pfleiderer // Physica B. – 2005. – V. 359. – P. 1162-1164.

[96] Mishra, K. K. Magnetic skyrmion: from fundamental physics to pioneering applications / K. K Mishra, A. H Lone, S. Srinivasan, H. Fariborzi, G. Setti // Applied Physics Reviews.– 2025– 12 (1) : 011315.

[97] Nagaosa N. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions / N. Nagaosa, Y. Tokura // Nature Nanotechnology. –2013.– V. 8, №12. – P. 899-911.

[98] Kézsmárki, I. Néel–type skyrmion lattice with confined orientation in the polar magnetic semiconductor GaV4S8/ I. Kézsmárki, S. Bordács, P. Milde, E. Neuber, L. M. Eng, J. S. White, H. M. Rønnow, C. D. Dewhurst, M. Mochizuki, K. Yanai, H. Nakamura, D. Ehlers, V. Tsurkan, A. Loidl // Nature Mater.– 2015.– V. 14.– P. 1116-1122.

[99] Dzyaloshinsky, I. A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of

antiferromagnetics / I. Dzyaloshinskii // Phys. Chem. Sol.– 1958.– V. 4.– P. 241-255.

[100] Moriya, T. Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism / T. Moriya // Phys. Rev.– 1960.– V. 120.– P. 91-98.

[101] Muhlbauer, S. Skyrmion lattice in a chiral magnet / S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, P. Böni // Science – 2009.– v. 323, № 5916. – P. 915-–919.

[102] Pfleiderer, C. Skyimion lattices in metallic and semiconducting B20 transition metal compounds / C. Pfleiderer, T. Adams, Bauer A, W. Biberacher, B. Binz, F. Birkelbach, P. Böni, C. Franz, R. Georgii, M. Janoschek, F. Jonietz, T. Keller, R. Ritz, S. Mühlbauer, W. Münzer, A. Neubauer, B. Pedersen, A. Rosch // J. Phys. Condens. Matter– 2010.– V. 22.– P. 1576-1579.

[103] Yang, H. First–principles calculations for Dzyaloshinskii–Moriya interaction / H. Yang, J. Liang, Q. Cui // Nat. Phys. Rev.– 2023.– V. 5.– P. 43-61.

[104] Finocchio, G. Magnetic Skyrmions and Their Applications / G. Finocchio, C. Panagopoulos.– Woodhead Publishing, 2021.– 458 p.

[105] Борисов, А. Б. Двумерные и трехмерные топологические дефекты, солитоны и текстуры в магнетиках / А. Б. Борисов, В. В. Киселев // М.: Физматлит, 2022. — 456 с.

[106] Борисов, А. Б. Локализованные структуры в магнитных системах без центра / А. Б. Борисов // УФН. –2020. – Т. 190, 3. –С. 291-312.

[107] Boulle, O. Room–temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructure / O. Boulle, J. Vogel, H. Yang, S. Pizzini, D. de Souza Chaves, A. Locatelli, T. O. Mentes, A. Sala, L. D. Buda–Prejbeanu, O. Klein, M. Belmeguenai, Y. Roussigne, A. Stashkevich, S. M. Cherif, L. Aballe, M. Foerster, M. Chshiev, S. Auffret, l. M. Miron, G. Gaudin // Nat. Nanotechnol.– 2016.– V. 11.– p. 449-455.

[108] Litzius, K. Skyrmion hall effect revealed by direct time–resolved X–ray microscopy / K. Litzius, I. Lemesh, B. Krüger, P. Bassirian, L. Caretta, K. Richter, F. Büttner, K. Sato, O. A. Tretiakov, J. Förster, R. M. Reeve, M. Weigand, I.

Bykova, H. Stoll, G. Schütz, G. S. D. Beach, M. Kläui // Nat. Phys.– 2017.– V. 13.– P. 170-175.

[109] Sun, L. Creating an artificial two–dimensional skyrmion crystal by nanopatterning / Sun, L., Cao, R. X., Miao, B. F., Feng, Z., You, B., Wu, D., Zhang, W., Ding, H. F. // Phys. Rev. Let. – 2013– V.110, №.167201.– P. 5.

[110] Li, J. Tailoring the topology of an artificial magnetic skyrmion / J. Li, A. Tan, K. W. Moon, A. Doran, M.A. Marcus, A.T. Young, E.Arenholz, Z.Q. Qiu // Nature Communications – 2014.– V. 5.– P. 6.

[111] Krause, S. Current–Induced Magnetization Switching with a Spin–Polarized Scanning Tunneling Microscope / S. Krause, L. Berbil–Bautista, G. Herzog, M. Bode, R. Wiesendanger // Science.– 2007.– V. 120, № 5844. – P. 1537-1540.

[112] Tchoe, Y. Skyrmion generation by current / Y. Tchoe, J. H. Han // Phys. Rev. B. – 2012. – V. 2.– P.8.

[113] Zhang, S. Direct writing of room temperature and zero field skyrmion lattices by a scanning local magnetic field / S. Zhang, J. Zhang, Q. Zhang, C. Barton, V. Neu, Y. Zhao, Z. Hou, Y. Wen, C. Gong, O. Kazakova, W. Wang, Y.Peng, D. A. Garanin, E. M. Chudnovsky, X. Zhang.// Appl. Phys. Lett. 2012.– V. 112 (13).– P. 5.

[114] Hsu, P. J. Electric–field–driven switching of individual magnetic skyrmions / P. J. Hsu, A. Kubetzka, A. Finco, N. Romming, K. Bergmann, R. Wiesendanger // Nature Nanotech.– 2017. – V. 12.– P. 123-126.

[115] Slonczewski, J. C. Current–driven excitation of magnetic multilayers / J. C. Slonczewski // J. Magn. Magn. 1996.– V. 159.– P. 7.

[116] Koshibae, W. Creation of skyrmions and antiskyrmions by local heating / W. Koshibae, N. Nagaosa // Nature Communications – 2014.– V. 5.– P. 11

[117] Finazzi, M. Laser–Induced Magnetic Nanostructures with Tunable Topological Properties / M. Finazzi, M. Savoini, A. R. Khorsand, A. Tsukamoto, A. Itoh, L. Duò, A. Kirilyuk, Th. Rasing, M. Ezawa // Phys. Rev. Lett. – 2013. – V. 110– P. 5.

[118] Zhang, S. Creation of artificial skytmions and antiskyrmions by anisotropy engineering / S. Zhang, A. K. Petford–Long, C. Phatak // Sci. Rep. – 2016.– V. 6.– P. 10.

[119] Kolesnikov, A.G. Skyrmionium – high velocity without the skyrmion Hall effect / A. G. Kolesnikov, M.E. Stebliy, A.S. Samardak, A. V. Ognev // Sci Rep.– 2018.– №. 16966.– P. 8.

[120] Jonietz, F. Spin transfer torques in MnSi at ultralow current densities / F. Jonietz, S. Mühlbauer, C. Pfleiderer, A. Neubauer, W. Münzer, A. Bauer, T. Adams, R. Georgii, P. Böni, R. A. Duine, K. Everschor, M. Garst, A. Rosch // Science.– 2010.– V. 330.– P. 1648-1651.

[121] Petrova, O. Spin waves in a skyrmion crystal / O. Petrova, O. Tchernyshyov // Phys. Rev. B. – 2011.– V. 84.– p. 6.

[122] Mochizuki, M. Spin–wave modes and their intense excitation effects in Skyrmion crystals / M. Mochizuki // Phys. Rev. Let. – 2012.– V. 108.– P. 5.

[123] Звездин, А. К. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие в мультиферроиках и вызванные им новые физические эффекты / А. К. Звездин, А. П. Пятаков // УФН.– 2009.– Т. 179.– Р. 897-904.

[124] Litzius, K. Skyrmion Hall effect revealed by direct time–resolved X–ray microscopy / K. Litzius, I. Lemesh, B. Krüger, P. Bassirian, L.Caretta, K. Richter, F. Büttner, K. Sato, Oleg A. Tretiakov, J.Forster, R. M. Reeve, M. Weigand, I. Bykova, H. Stoll, G.Schütz, G. Beach, M. Kläui // Nature Phys.– 2017.– V. 13.– P. 170-175.

[125] Onose, Y. Doping dependence of transport properties in Fe1−xCoxSi / Y. Onose, N. Takeshita, C. Terakura, H. Takagi, Y. Tokura // Phys. Rev. B – 2005 – V.72.– P. 12.

[126] Göbel, B. Beyond skyrmions: Review and perspectives of alternative magnetic quasiparticles / B. Göbel, I. Mertig, O. A. Tretiakov // Physics Reports– 2021.– V. 895.– P. 28.

[127] Sampaio, J. Nucleation, stability and current–induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures / J. Sampaio, V. Cros, S. Rohart, A. Thiaville,

A. Fert // Nat. Nanotechnol.– 2013.– V. 8.– P. 839-844.

[128] Hagemeister, J. Stability of single skyrmionic bits / J. Hagemeister, N. Romming, K. von Bergmann, E. Y. Vedmedenko, R. Wiesendanger // Nat. Commun.– 2015.– V. 6.– P. 7.

[129] Büttner, F. Theory of isolated magnetic skyrmions: From fundamentals to room temperature applications/ F. Büttner, I. Lemesh, G. S. D. Beach. // Sci Rep.– 2018.– V. 8.– P. 12.

[130] Parkin, S. S. P. Magnetic domain–wall racetrack memory / S. S. P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas // Science.– 2008.– V. 10.– P. 195-198.

[131] Kumar, D. Domain wall memory: Physics, materials, and devices / D. Kumar, T. Jin, R. Sbiaa, M. Kläui, S. Bedanta, S. Fukami, D. Ravelosona, S.–H. Yang, X. Liu, S.N. Piramanayagam // Physics Reports.– 2022.– V. 858.– P. 35.

[132] Zhang, X. Skyrmion–electronics: writing, deleting, reading and processing magnetic skyrmions toward spintronic applications / X. Zhang, Y. Zhou, K. M. Song, T.E. Park, J. Xia, M. Ezawa, X. Liu, W. Zhao, G. Zhao, S. Woo // J Phys Condens Matter.– 2020.– V. 32.– P. 80.

[133] Murapaka, C. Reconfigurable logic via gate controlled domain wall trajectory in magnetic network structure / C. Murapaka, P. Sethi, S. Goolaup, W. S. Lew // Sci Rep.– 2016.– V. 6.– P. 11.

[134] Schellekens, A.J. Electric–field control of domain wall motion in perpendicularly magnetized materials / A.J. Schellekens, A. van den Brink, J. H. Franken, H. J. M. Swagten, B. Koopmans // Nat. Commun. – 2012.– V. 3.– P. 5.

[135] Shiota, Y. Quantitative evaluation of voltage–induced magnetic anisotropy change by magnetoresistance measurement / Y. Shiota, S. Murakami, F. Bonell, T. Nozaki, T. Shinjo, Y. Suzuki // Appl. Phys. Express.– 2011.– V. 4.– P. 4.

[136] Zhang, X. Magnetic skyrmion transistor: skyrmion motion in a voltage–gated nanotrack / X. Zhang, Y. Zhou, M. Ezawa, G.P. Zhao, W. Zhao // Sci. Rep..– 2015.– V. 5.– P. 8.

[137] Upadhyaya, P. Electric–field guiding of magnetic skyrmions / P. Upadhyaya, G. Yu, P. K. Amiri, K. L. Wang // Phys. Rev. B.– 2015.– V. 92.– P. 9.

[138] Zhang, S. F. Current–induced magnetic skyimions oscillator / S. F. Zhang, J. B. Wang, Q. Zheng, Q. Y. Zhu, X. Y. Liu, S. J. Chen, C. Jin, Q. Liu, C. Jia, D. Xue // New J. Phys. – 2015.– v. 17, №2. – P. 14.

[139] Pinna, D. Skyrmion gas manipulation for probabilistic computing / D. Pinna, F. Abreu Araujo, J.V. Kim, V. Cros, D. Querlioz, P. Bessiere, J. Droulez, J. Grollier // Phys. Rev. Appl.– 2018.– v. 9, №6. – P. 21.

[140] Miltat, J. Brownian motion of magnetic domain walls and skyrmions, and their diffusion constants / J. Miltat, S. Rohart, A. Thiaville // Phys. Rev. B – 2018.– v. 97, №21. – P. 9.

[141] Prychynenko, D. Magnetic skyrmion as a nonlinear resistive element: a potential building block for reservoir computing / B. Krüger, G. Bourianoff, M. Kläui, J. Sinova, K. Everschor–Sitte // Phys. Rev.– 1960.– V. 120.– P. 1576-1579.

[142] Jiang, W. Physical reservoir Computing Built by Spintronic Devices for Temporal Information Processing / W. Jiang, L. Chen, K. Zhou, L. Li, Q. Fu, Y. Du, R. Liu // arXiv preprint.– 2019.– P.7.

[143] Bourianoff, G. Potential implementation of reservoir computing models based on magnetic skyrmions / G. Bourianoff, D. Pinna, M. Sitte, K. Everschor–Sitte // AIP Adv.– 2018.– V. 8.– P. 9.

[144] Li, S. Magnetic skyrmions for unconventional computing / S. Li, W. Kang, X. Zhang, T. Nie, Y. Zhou, K. L Wang, W. Zhao // Mater. Horiz.– 2021.– v. 8, №3. – P. 854-868.

[145] Chua, L. O. How we predicted the memristor / L. O. Chua // Nat. Electron.– 2018.– V. 1.– P. 322.

[146] Lee, O. Perspective on unconventional computing using magnetic skyrmions /O. Lee, R. Msiska, M. A. Brems, M. Kläui, H. Kurebayashi, K. Everschor–Sitte// Appl. Phys. Lett.– 2023.– V. 122, №26.– P. 12.

[147] Li, Y. Review of memristor devices in neuromorphic computing: materials sciences and device challenges / Y. Li, Z. Wang, R. Midya, Q. Xia, J. J. Yang // J. Phys. D Appl. Phys.– 2018.– V. 51.– P. 27.

[148] Hubert, A. Magnetic domains / A. Hubert, R. Schafer .– Berlin:

Springer–Verlag, 2007. –696 p.

[149] Wang, Z. Thermal generation, manipulation and thermoelectric detection of skyrmions / Z. Wang, M. Guo, H.–A. Zhou, L. Zhao, T. Xu, R. Tomasello, H. Bai, Y. Dong, S.–G. Je, W. Chao, H.– S. Han, S. Lee, K.– S. Lee, Y. Yao, W. Han, C. Song, H. Wu, M. Carpentieri, G. Finocchio, M.–Y. Im, S.–Z. Lin, W. Jiang // Nature Electronics.– 2020.– V. 3.– P. 672-679.

[150] Логгинов, А. С. Модификация структуры доменных границ и зарождение субмикронных магнитных образований методами локального оптического воздействия /А. С. Логгинов, А. В. Николаев, Е. П. Николаева, В. Н. Онищук.// ЖЭТФ.– 2000.– Т.117, 3.– С. 571-578.

[151] Logginov, A. S. Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films / A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev, E. P. Nikolaeva, A. P. Pyatakov, A. K. Zvezdin // Appl.Phys. Lett.– 2008.– V. 93, 182510– P. 3.

[152] Кабыченков, А. Ф. Неоднородные эластомагнитоэлектрические эффекты в неупорядоченной среде / А. Ф. Кабыченков, Ф. В. Лисовский // Письма в ЖЭТФ. – 2013. . – Т. 98, –12. . – С. 898-902.

[153] Куликова, Д. П. Зарождение цилиндрических магнитных доменов в пленках ферритов гранатов с помощью электрического зонда / Д. П. Куликова, А. П. Пятаков, Е. П. Николаева, А. С. Сергеев, Т. Б. Косых, З. А. Пятакова, А. В. Николаев, А. К. Звездин // Письма в ЖЭТФ. – 2016. – Т. 104. – 3. – С. 196-200.

[154] Иванов, Л. П. Особенности образования и движения волны опрокидывания магнитных моментов в пленках ферритов–гранатов / Л. П. Иванов, А. С. Логгинов, Г. А. Непокойчицкий, Н. И. Никитин // ФТТ. – 1987. Т. 29, 6. – С. 1892-1895.

[155] Корзунин, Л. Г. Численное моделирование влияния неоднородностей на свойства наноструктур намагниченности / Л. Г. Корзунин, И. М. Изможеров // ФММ.– 2021.–Т.122, 3.–С. 183-211.

[156] Гесь, А. П. Спиральные домены в монокристаллических пленках

ферритов–гранатов в статических магнитных полях / А. П. Гесь, В. В. Федотова, А. К. Богуш, Т. А. Горбачевская // Письма в ЖЭТФ.– 1990.–Т.52, 9.–С. 1079-1081.

[157] Федотова, В. Ф. Роль дефектов в образовании спиральных доменов / В. В. Федотова, А. П. Гесь, Т. А. Горбачевская // ФТТ.– 1995.–Т.37, 9.–С. 2835-2838.

[158] Del–Valle, N. Defect modeling in skyrmionic ferromagnetic systems / N. Del–Valle, J. Castell–Queralt, L. González–Gómez, C. Navau // APL Mater.–2022.– V. 10.– P. 1-25.

[159] Kong, L. The modes of skyrmionium motion induced by vacancy defects on a racetrack / L. Kong, L. Bo, R. Zhao, C. Hu, L. Ji, W. Chen, Y. Li, Y. Zhang, X. Zhang // J. Magn. Magn.–2021.– V. 537.– P. 1-7.

[160] Silva, R. L. Biskyrmion fractionalization in frustrated ferromagnetic nanotracks / R. L. Silva, R. C. Silva, A. R. Pereira // J. Magn. Magn. Mater.–2022.– V. 551.– P. 1-6.

[161] Silva, J. H. The influence of magnetic impurities in the vortex core dynamics in magnetic nano–disks / J. H. Silva, D. Toscano, F. Sato, P. Z. Coura, B. V. Costa, S. A. Leonel // J. Magn. Magn. Mater.–2012.– V. 324.– №19. –P. 3083-3086.

[162] Toscano, D. Dynamics of the vortex core in magnetic nanodisks with a ring of magnetic impurities / D. Toscano, S. A. Leonel, P. Z. Coura, F. Sato, R. A. Dias, B. V. Costa // Appl. Phys. Lett.–2012.– V. 101.– P. 1-5.

[163] Silva, R. L. Predicted defect–induced vortex core switching in thin magnetic nanodisks / R. L. Silva ,A. R. Pereira, R. C. Silva, W. A. Moura–Melo, N. M. Oliveira–Neto, S. A. Leonel, P. Z. Coura // Phys. Rev. B.–2008.– V. 78.– P. 1-10.

[164] Moura–Melo, W. A. How hole defects modify vortex dynamics in ferromagnetic nanodisks / W. A. Moura–Melo, A. R. Pereira, R. L. Silva, N. M. Oliveira–Neto // J. Appl. Phys.–2008.– V. 103.– P. 1-7.

[165] Kuepper, K. Vortex dynamics in Permalloy disks with artificial defects:

Suppression of the gyrotropic mode / K. Kuepper, L. Bischoff, Ch. Akhmadaliev, J. Fassbender, K. Kuepper, L. Bischoff, Ch. Akhmadaliev, J. Fassbender,B. Van Waeyenberge, B. Van Waeyenberge, I. Neudecker, G. Woltersdorf, C. H. Back. // Appl. Phys. Lett.–2018.– V. 90.– P. 1-4.

[166] Rahm, M. Multistable switching due to magnetic vortices pinned at artificial pinning sites / M. Rahm, J. Stahl, W. Wegscheider, D. Weiss // Appl. Phys. Lett.–2004.– V. 85.– № 9.– P. 1-4.

[167] Gao, X. S. Magnetization reversal process in elongated Co rings with engineered defects / X. S. Gao, A. O. Adeyeye, C. A. Ross // J.Appl. Phys.– 2008.– V. 103.– P. 1-7.

[168] Leliaert, J. A numerical approach to incorporate intrinsic material defects in micromagnetic simulations / J. Leliaert, B. Van de Wiele, A. Vansteenkiste, L. Laurson, G. Durin, L. Dupré, B. Van Waeyenberge // J. Appl. Phys.–2014.– V. 115.– P. 1-4.

[169] Choi, H. C. Density functional theory study of skyrmion pinning by atomic defects in MnSi / H. C. Choi, S.–Z. Lin, J.–X. Zhu // Phys. Rev. B.–2016.– V. 93.– P. 1-6.

[170] Gong, X. Skyrmion pinning by disk–shaped defects / X. Gong, K. Y. Jing, J. Lu, X. R. Wang // Phys. Rev. B.–2022.– V. 105.– P. 1-6.

[171] Liu, L. Emergent Mechanics of Magnetic Skyrmions Deformed by Defects / L. Liu, W. Chen, Y. Zheng // Phys. Rev. Lett.–2023.– V. 131.– P. 1-6.

[172] Bellizotti Souza, J. C. Controlled skyrmion ratchet in linear protrusion defects / J. C. Bellizotti Souza, N. P. Vizarim, C. J. O. Reichhardt, C. Reichhardt, P. A. Venegas // Phys. Rev. B.–2024.– V. 109.– P. 1-12.

[173] Silva, R. L. Antiferromagnetic bimeron dynamics controlled by magnetic defects / R. L. Silva, R. C. Silva, Y. Masaki. // J. Magn. Magn. Mater – 2023.– V. 587.– P. 1-10.

[174] Вахитов, Р. М. Устойчивые состояния магнитных неоднородностей, локализованных в области дефектов / Р. М. Вахитов, Е. Б. Магадеев, А. Р. Юмагузин, Р. В. Солонецкий // ФТТ.– 2015.– т. 57, № 8.– С.

1462-1466.

[175] Вахитов, Р. М. Структура магнитных образований на дефектах пленок ферритов–гранатов / Р. М. Вахитов, Т.Б. Шапаева, Р. В. Солонецкий, А. Р. Юмагузин // ДАН.– 2016.– Т. 470, № 6.– С. 674-676.

[176] Магадеев, Е. Б. Топология и свойства нуль–градусной доменной границы в поперечном магнитном поле / Е. Б. Магадеев, Р. М. Вахитов // ФТТ. – 2011. – Т.53, №5. – С. 944-950.

[177] Магадеев, Е. Б. Топология уединенных магнитных неоднородностей в тонкой ферромагнитной пленке/ Е. Б. Магадеев, Р. М. Вахитов // ТМФ. – 2012. – Т.171, №3. – С. 511-518.

[178] Darby, M. I. Concerning the theory of bubble domains with Neel walls / M. I. Darby // Int. J. Magnetism. – 1973. – V. 4.– p. 199-204.

[179] Tu, O. Determination of Magnetization of Micromagnetic Wall in Bubble Domains by Direct Minimization/ O. Tu // J. Appl. Phys. 1971.– V. 42, – P. 5704-5709.

[180] Морс, Ф. М. Методы теоретической физики, том I и II. / Ф. М. Морс, Г. Фешбах // Изд–во Иностранной литературы, М., 1958.

[181] Калиткин, Н. Н. Численные методы / Н. Н. Калиткин, Н. С. Бахвалов, Н. П. Жидков, Г. М. Кобельков // М.: Бином, 2003. – 640 с.

[182] Ильина, В. А. Численные методы для физиков–теоретиков (2 том) / В. А. Ильина, П. К. Силаев // АНО ИКИ, 2004. –117 с.

[183] Мудров, А. Е. Численные методы для ПЭВМ на языках Бейсик, Фортран и Паскаль / А. Е. Мудров. – Томск : Малое гос. ред.–изд. предприятие "РАСКО", 1991. –270 с.

[184] Seki, S. Observation of skyrmions in a multiferroic material / S. Seki, X. Z. Yu, S. Ishiwata, Y. Tokura // Science. – 2012.– V. 336.– P. 198–201.

[185] Lilley, B. A. Energies and widths of domain boundaries in ferromagnetics / B. A. Lilley // Philos. Mag.– 1950.– V. 41.– P. 792–813.

[186] Арнольд, В. И. Обыкновенные дифференциальные уравнения / В. И. Арнольд // Ижевск: Ижевская республиканская типография, 2000. — 368 с.

[187] Derrick, G. H. Comments on Nonlinear Wave Equations as Models for Elementary / G. H. Derrick // J. Math. Phys.– 1964.– v. 5, №. 9.– P. 1252-1254.

[188] Leonov, A. O. The properties of isolated chiral skyrmions in thin magnetic films / A. O. Leonov, T. L. Monchesky, N. Romming, A. Kubetzka, A. N. Bogdanov, P. Wiensendanger // New J. Phys.– 2016.– V. 18, 065003.– P. 12.

[189] Khodenkov, H. E. The breakdown of the 360° Bloch domain wall in bubble magnetic films / H.E. Khodenkov, N. N. Kudelkin, V. V. Randoshkin // Phys. Status Solidi (a).– 1984.– V. 84. –P. 135-139.

[190] Вахитов, Р. М. Об одном механизме зародышеобразования в кристаллах с комбинированной анизотропией/ Р. М. Вахитов, А. Р. Юмагузин // ФТТ.– 2001.– Т. 43, № 1.– С. 65-71.

[191] Yuan, X. H. 3D and 1D calculation of hysteresis loops and energy products for anisotropic nanocomposite films with perpendicular anisotropy / A. X. H. Yuan, G. P. Zhao, M. Yue, L. N. Ye, J. Xia, X. C. Zhang, J. Chang // J. Magn. Mat.– 2013.– V. 343.– P. 245-250.

[192] Leliaert, J. Tomorrow’s micromagnetic simulations / J. Leliaert, J. Mulkers // Journal of Applied Physics.– 2019.– T. 125. 180901.– p.9.

[193] Xia, H. Magnetic properties of isolated skyrmion under the in–plane magnetic field and anisotropy gradient / H. Xia, C. Song, J. Wang, C. Jin, Y. Ma, C. Zhang, J. Wang, Q. Liu // J. Appl. Phys.– 2019.– V. 126. – P. 7.

[194] Cowburn, R. P. Single–Domain Circular Nanomagnets / R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, D. M.Tricker // Phys. Rev. Lett.– 1999.– v. 83, №. 5.– P. 1042-1045.

[195] Wang, W. Driving magneticskyrmions with microwave fields / W. Wang, M. Beg, B. Zhang, W. Kuch, H. Fangohr // Phys. Rev. B.– 2015.– V. 92. –P. 5.

[196] Hagemeister, J. Controlled creation and stability of kπ skyrmions on a discrete lattice / J. Hagemeister, A. Siemens, L. Rózsa, E. Y. Vedmedenko, R. Wiesendanger // Phys. Rev. B – 2018.– V. 97.– P. 6.

[197] Дзялошинский, И. Е. Локализованные топологические солитоны в

ферромагнетике / И. Е. Дзялошинский, Б. А. Иванов // Письма в ЖЭТФ.– 1979.– V. 29, №. 9.– P. 592-595.

[198] Rohart, S. Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii–Moriya interaction / S. Rohart, A. Thiaville // Phys. Rev. B.– 2013.– V. 88. – P. 8.

[199] Tomasello, R. Origin of temperature and field dependence of magnetic skyrmion size in ultrathin nanodots / R. Tomasello, K. Y. Guslienko, M. Ricci, A. Giordano, J. Barker, M. Carpentieri, O. Chubykalo–Fesenko, G. Finocchio // Phys. Rev. B.– 2018.– V. 97. – P. 6.

[200] Oderno, V. Magnetic anisotropy in (110) epitaxial DyFe2 Laves phase / V. Oderno, C. Dufour, K. Dumesnil, Ph. Bauer, Ph. Mangin, G. Marchal // J. Math. Phys.– 1996.– V. 54, №. 24.– P. 17375-17378.

[201] Davies, C. S. Anomalously Damped Heat–Assisted Route for Precessional Magnetization Reversal in an Iron Garnet / C. S. Davies, K. H. Probhakara, M. R. Davydova, K. A. Zvezdin, T. V Shapaeva, S. Wang, A. K. Zvezdin, A. Kirilyuk, Th. Rasing, A. V. Kimel // Phys. Rev. Lett.– 2019.– V. 122.– P. 7.

[202] He, W. Probing temperature–driven spin reorientation transition of GdFeCo film by Kerr loops and ferromagnetic resonance / W. He, H.–L. Liu, U.–Y. Wu, J.–W.Cai, Z.–H. Cheng // Appl. Phys.Lett.– 2015.– V. 10, №. 4.– p. 5.