

Центр научно-информационных технологий - Ярославль  
Отделения физико-технологических исследований имени К.А. Валиева  
Курчатовского комплекса нано-, био-, информационных, когнитивных  
и социогуманитарных – природоподобных технологий  
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»

На правах рукописи

БАРАБАНОВА НАТАЛИЯ ИГОРЕВНА

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ  
ОДНО- И МНОГОСЛОЙНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУР

1.3.12 – физика магнитных явлений

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель –  
доктор физико-математических наук,  
Трушин Олег Станиславович

Ярославль, 2025

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	4
<b>Глава 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР</b> .....	12
<b>1.1.</b> Классификация магнитного упорядочения в твердых телах .....	12
<b>1.2.</b> Доменная структура .....	14
<b>1.3.</b> Движение доменной стенки и ее энергетика в нанопроводах. Трековая память .....	20
<b>1.4.</b> Магнетосопротивление .....	23
<b>1.5.</b> Многослойные магнитные спин-вентильные и спин-туннельные структуры. Ячейка памяти MRAM .....	28
<b>1.6.</b> Ячейка памяти TAS MRAM .....	32
<b>Глава 2. МЕТОД</b> .....	36
<b>2.1.</b> Микромагнетизм. Историческая справка .....	36
<b>2.2.</b> Теоретические основы микромагнетизма. Микромагнитная модель ....	39
<b>2.3.</b> Программный комплекс MICROMAG .....	42
<b>2.4.</b> Метод упругой цепочки и NEB_MICROMAG .....	51
<b>Глава 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В ОДНОСЛОЙНЫХ ОБРАЗЦАХ</b> .....	57
<b>3.1.</b> Движение доменной стенки в ферромагнитных нанопроводах .....	57
<b>3.2.</b> Прецессия доменной стенки в узком магнитном нанопроводе .....	62
<b>3.3.</b> Особенности энергетического рельефа прямоугольного магнитного наноострова .....	70
<b>3.4.</b> Энергетика доменной стенки в магнитном нанопроводе .....	75

<b>Глава 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ</b>	
<b>В МНОГОСЛОЙНЫХ ОБРАЗЦАХ .....</b>	<b>92</b>
<b>4.1. Исследование спинового вентиля с дефектами .....</b>	<b>92</b>
<b>4.2. Влияние формы ячейки TAS MRAM .....</b>	<b>96</b>
<b>ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ .....</b>	<b>100</b>
<b>СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ .....</b>	<b>102</b>
<b>СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ .....</b>	<b>105</b>

## ВВЕДЕНИЕ

### Актуальность темы исследования и степень ее разработанности.

Магнитные свойства поверхности, тонких пленок и многослойных наноструктур привлекают к себе большое внимание. В последние годы были обнаружены многие неожиданные и нетривиальные эффекты, связанные со свойствами магнитных поверхностей и интерфейсов, такие как: гигантское магнетосопротивление, значительная поверхностная анизотропия, отличие магнитных моментов на поверхности от их объемных значений, осциллирующее обменное взаимодействие между соседними магнитными слоями и большой биквадратный обмен в многослойных структурах. Кроме несомненной фундаментальной значимости эти системы представляют большой прикладной интерес для конструирования магнитной памяти, сенсоров и т.д. Исследование процессов перемагничивания таких систем представляется важной задачей. При переходе к нанометровому диапазону (что необходимо для современной техники) появляются качественно другие свойства магнитных структур, вызываемые новыми механизмами перемагничивания, исследование которых представляет фундаментальный интерес.

Одно- и многослойные магнитные наноструктуры получили толчок в своем развитии в связи с развитием науки спинтроники. Спинтроника представляет собой новую парадигму в цифровой технике, где спин электрона наравне с его зарядом используются для получения, обработки и передачи информации [1, 2]. В настоящее время можно выделить два основных направления развития спинтроники: «металлическая» спинтроника и «полупроводниковая» спинтроника. В рамках металлической спинтроники в качестве основных носителей информации рассматриваются слои магнитных металлов [3]. В свою очередь полупроводниковая спинтроника рассматривает эффекты инжекции спина в полупроводниковые структуры. В настоящей работе основное внимание уделено исследованиям в области металлической спинтроники.

Основная идея металлической спинтроники состоит в использовании различных состояний намагниченности в слое металла для хранения и переработки информации.

Одним из перспективных направлений использования однослойных магнитных наноструктур является развитие концепции трековой памяти (racetrack memory [4]). В рамках данного направления рассматривается применение магнитных нанопроводов для записи и хранения информации. Здесь в качестве носителей информации выступают различные состояния намагниченности нанопровода. В последние годы предложены различные варианты реализации этой технологии с использованием доменных стенок [5] и скирмионов [6]. По сути, данная концепция является новой реализацией старой технологии записи на магнитную ленту. Однако, переход к нанометровым размерам позволяет отказаться от механической перемотки, так как магнитные домены в нанопроводах могут перемещаться под действием спин-поляризованного тока.

Другое важное направление металлической спинтроники в настоящее время связано с использованием многослойных магнитных наноструктур, в которых наблюдаются эффекты гигантского магнетосопротивления (ГМС) [7] и туннельного магнетосопротивления (ТМС) [8, 9]. В таких системах информация записывается в виде различных состояний намагниченности разных слоев, а ее считывание происходит путем измерения электрического сопротивления многослойной структуры. В настоящее время ГМС эффекты широко используются при создании магнитных сенсоров разных видов. В частности, применение таких сенсоров в головках чтения жестких магнитных дисков позволило существенно увеличить плотность записи информации. С другой стороны, использование ТМС эффекта привело к созданию новой технологии магнитной памяти произвольного доступа MRAM (Magnetoresistive Random Access Memory – запоминающее устройство с произвольным доступом на основе ТМС). Спинтроника уже стала технологической реальностью, так как многие ее применения (такие, как устройства чтения информации на жестких дисках

и микросхемы MRAM) вошли в повседневную жизнь. Развитие микросхем быстрой магнитной памяти MRAM обещает произвести настоящую революцию в мире компьютерной техники, так как этот вид памяти может заменить как постоянную память (жесткий диск), так и оперативную память (DRAM), тем самым, обеспечив существенное ускорение работы компьютера. Магниторезистивные наноструктуры, лежащие в основе конструкции элементов магнитной памяти и датчиков магнитного поля, состоят из большого числа слоев различных материалов. Поэтому выбор оптимальных конструкций данных устройств представляет собой сложную задачу, предполагающую использование многомасштабного моделирования на всех этапах проектирования и отработки технологии формирования. С этой целью необходимо создание иерархии моделей, описывающих различные функциональные характеристики разрабатываемых устройств. Ключевым компонентом такой системы моделей является микромагнитная модель, позволяющая прогнозировать магнитные характеристики многослойных магнитных наноструктур [10 - 13].

В настоящее время имеется ряд известных комплексов микромагнитного моделирования (OOMMF, MAGPAR, MUMAX3 [14 - 18]), которые могут решать такие задачи. Однако, такие программы характеризуются значительной сложностью и большим объемом кода. К тому же отсутствует подробная документация с описанием всех деталей реализации алгоритмов. Поэтому модификация таких программ с целью тонкой настройки на конкретную задачу весьма затруднена. В связи с этим, для проведения исследований в рамках данной диссертации нами была разработана и использована совместно с вышеперечисленными собственная программа микромагнитного моделирования [19].

В рамках микромагнитной модели возможно исследовать не только динамику процессов перемагничивания наноструктур, но и их энергетику, то есть проводить оценку активационных барьеров, разделяющих различные магнитные состояния. Это важно, для оценки времени сохранения информации (магнитного

состояния) в таких наноструктурах. С этой целью в данной работе использован относительно новый метод упругой цепочки в рамках микромагнитной теории [20].

**Цель настоящей работы.** Методом микромагнитного моделирования исследовать динамику и энергетику одно- и многослойных магнитных наноструктур и перспективных элементов спинтроники на их основе.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи:**

1. Разработать и отладить комплекс микромагнитного моделирования, предназначенный для исследования перспективных элементов спинтроники и провести его верификацию путем сравнения с данными известных программ, а также разработать программу визуализации полей намагничивания в магнитных наноструктурах.
2. Методом микромагнитного моделирования исследовать процессы перемещения доменных стенок в плоских магнитных нанопроводах.
3. Разработать и отладить комплекс программ, реализующих метод упругой цепочки в рамках микромагнитной модели, методом упругой цепочки исследовать энергетику доменной стенки в магнитном нанопроводе.
4. Исследовать характеристики магнитного переключения многослойных магниторезистивных структур и влияние технологических дефектов на эти характеристики.

**Научная новизна работы.**

Проведенные исследования расширяют существующие возможности применения микромагнитного моделирования в целях прогнозирования магнитных характеристик наноструктур. Результаты микромагнитного моделирования с хорошей точностью повторяют распределение намагниченности, которое получено в эксперименте, что позволяет эффективно использовать данный метод для описания различных функциональных характеристик разрабатываемых устройств.

Впервые были получены следующие результаты:

Был разработан и отлажен программный комплекс NEB\_MICROMAG, позволяющий находить пути минимальной энергии для различных процессов перемагничивания в магнитных наноструктурах и проводить оценку соответствующих энергетических барьеров. С помощью данного программного комплекса был исследован путь минимальной энергии для перемещения поперечной доменной стенки в магнитном нанопроводе. Показано, что дефекты нанопровода разного типа по-разному влияют на энергетический профиль процесса перемагничивания. В частности, прямоугольные зарубки на краях нанопровода формируют локальные энергетические минимумы, что создает условия для пиннинга доменной стенки;

Обнаружен механизм прецессии доменной стенки в узком (шириной менее 40 нм) магнитном нанопроводе и выполнен анализ зависимости периода прецессии от внешних параметров.

Исследовано влияние технологических дефектов (пинholes в немагнитной прослойке) на форму петли гистерезиса для многослойной спин-вентильной структуры.

**Теоретическая и практическая значимость работы.**

Полученные в настоящей работе результаты дополняют и развивают современные представления о возможностях применения микромагнитного моделирования процессов динамики и энергетики магнитных наноструктур.

Разработанный нами программный комплекс микромагнитного моделирования MICROMAG дает возможность моделирования образцов конфигурации различной сложности для исследований многослойных магнитных наноструктур и перспективных элементов спинтроники. Разработанный нами программный модуль MAG\_MOVIE позволяет проводить визуализацию распределения намагниченности, полученного различными программными комплексами микромагнитного моделирования.



С помощью данного программного комплекса показано, что магнитное «перемыкание» через технологические дефекты (пинхоли) существенно ухудшает функциональные характеристики таких структур. Следовательно, с помощью анализа формы петли гистерезиса возможно производить контроль качества технологии.

Также в рамках микромагнитной модели обнаружен эффект прецессии доменной стенки в узком (шириной менее 40 нм) магнитном нанопроводе. Данный эффект указывает на имеющиеся пределы повышения плотности записи информации в рамках концепции трековой памяти.

Проведенные исследования влияния дефектов нанопровода различного вида на энергетику процесса зарождения доменной стенки и ее перемещения по нанопроводу создают теоретическую основу для практической реализации центров пининга доменных стенок в магнитных нанопроводах, путем создания дефектов на нанопроводе.

#### **Методология и методы исследования, их достоверность и обоснованность.**

В работе использовался метод микромагнитного моделирования. Данный метод позволяет моделировать процессы перемагничивания в ферромагнитных образцах.

Для анализа рельефа энергетической поверхности магнитной наноструктуры использован метод нахождения путей минимальной энергии. Этот метод может дать информацию о величине энергетического барьера, разделяющего разные состояния.

Достоверность полученных результатов в рамках компьютерного моделирования обуславливаются корректностью постановки задачи исследования. Все проведенные расчеты адекватны, согласуются с результатами, опубликованными другими авторами, и качественно воспроизводят экспериментальные наблюдения.

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

1. При перемагничивании во внешнем поле 0,1 Тл узкого магнитного нанопровода из пермаллоя ( $\text{Py}(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})$ ) шириной менее 40 нм возникает явление прецессии поперечной доменной стенки. В этих условиях поперечная доменная стенка совершает периодические перевороты (с изменением знака киральности) и одновременное перемещение вдоль нанопровода.

2. В рамках стандартной микромагнитной модели «метод упругой цепочки» позволяет проводить поиск наиболее вероятностной переходной траектории (путь минимальной энергии) для процессов перемагничивания магнитных микро- и наноструктур.

3. При прохождении поперечной доменной стенки вблизи различных дефектов магнитного нанопровода на энергетическом профиле переходной траектории наблюдаются локальные минимумы и максимумы энергии системы. Наличие таких локальных минимумов энергии может обеспечивать эффекты пиннинга доменной стенки, зависящих от корреляции между величиной внешнего поля и латеральными размерами локального минимума.

4. Наличие технологических дефектов с латеральными размерами  $10 \times 10$  нм и более в многослойной спин-вентильной структуре Co/Cu/Co/FeMn в виде проколов (пинхолей) в немагнитной прослойке оказывает существенное влияние на форму кривой гистерезиса. Данный эффект может быть использован для контроля качества получаемых структур при массовом производстве.

**Личный вклад.** Основные теоретические положения представляемой работы разработаны совместно с д.ф.-м.н. О.С. Трушиным. Моделирование тонких ферромагнитных пленок на ЭВМ выполнены автором самостоятельно. Интерпретация полученных результатов выполнена совместно с д.ф.-м.н. О.С. Трушиным.

**Публикации и апробации работы.** В ходе выполнения исследований по теме диссертации опубликовано 14 научных работ, из которых 5 опубликованы

в журналах, рекомендованных ВАК и индексируемых в международных базах данных, и получено 3 свидетельства на программы для ЭВМ.

Основные результаты доложены на конференциях: Научно-практической межрегиональной конференции «Квантовые компьютеры, микро- и нанoeлектроника», (Ярославль, 2008 г.), IWTF3 3<sup>rd</sup> International Workshop on Physics and Technology of Thin Films (August 26 – 28, 2009 at Fontana Hotel Lepolampi, Espoo, Finland), Международной конференции «Микро- и нанoeлектроника – 2009» (Москва – Звенигород, 2009 г.), Международной конференции «Современные проблемы физики поверхностей и наноструктур» (Ярославль, 2010 г.), Международной конференции «Современные проблемы физики поверхностей и наноструктур» (Ярославль, 2012 г.), Международной конференции "Микро и нанoeлектроника-2014" ICMNE2014 (Москва-Звенигород, 6-10 октября 2014 г.), The International Conference “Micro- and Nanoelectronics – 2016” (ICMNE-2016) (Ershovo, 3-7 October 2016), XIII Российской конференции по физике полупроводников (Екатеринбург, ИФМ УРО РАН, 2-6 октября 2017г.), III International conference on Modern Problems in Physics of Surfaces and Nanostructures (ICMPSN2017) (Yaroslavl 9-11 October 2017), IV International conference on Modern Problems in Physics of Surfaces and Nanostructures (ICMPSN2019) (Yaroslavl 26-29 August 2019), VII Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism" (Ekaterinburg, Russia, 8-13 September 2019).

Работа неоднократно докладывалась на научных семинарах физического факультета ЯрГУ им. П.Г. Демидова и в Ярославском филиале Физико-технологического института им. К.А. Валиева Российской академии наук (ЯФ ФТИАН РАН).

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Она содержит 116 страниц, включая 61 рисунок, 2 таблицы и список цитируемой литературы из 107 наименований.

## Глава 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

### 1.1. Классификация магнитного упорядочения в твердых телах

Магнетизм в твердых телах представляет существенный интерес. Хотя микроскопическая природа некоторых типов магнетизма спорна, их классификация достаточно проста. Различают пять основных типов магнитных свойств, которые ассоциируются с понятиями диамагнетизм, парамагнетизм, ферромагнетизм, антиферромагнетизм и ферримагнетизм. Магнетизм в твердых телах был проблемой упорядочения магнитных моментов, пока рассматривались упорядоченные системы, содержащие одинаковые магнитные ионы, расположенные в эквивалентных атомных узлах правильной кристаллической решетки.

Положение изменилось благодаря резкой активизации теоретических и экспериментальных исследований двух родственных типов систем: аморфных тел, в которых нет ни одной пары эквивалентных атомных позиций, и неупорядоченных твердых тел, в которых различные атомы беспорядочно занимают узлы правильной кристаллической решетки. Были обнаружены новые типы магнитного упорядочения, возникающие там, где нет никакого дальнего порядка, а также другие виды упорядочения, появляющиеся только в правильной кристаллической решетке. С этого момента предмет исследования усложнился и вместо пяти первоначальных типов магнитных свойств включил в себя почти втрое большее число типов, причем пропорционально расширилась и соответствующая терминология (Рисунок 1.1.1) [21].

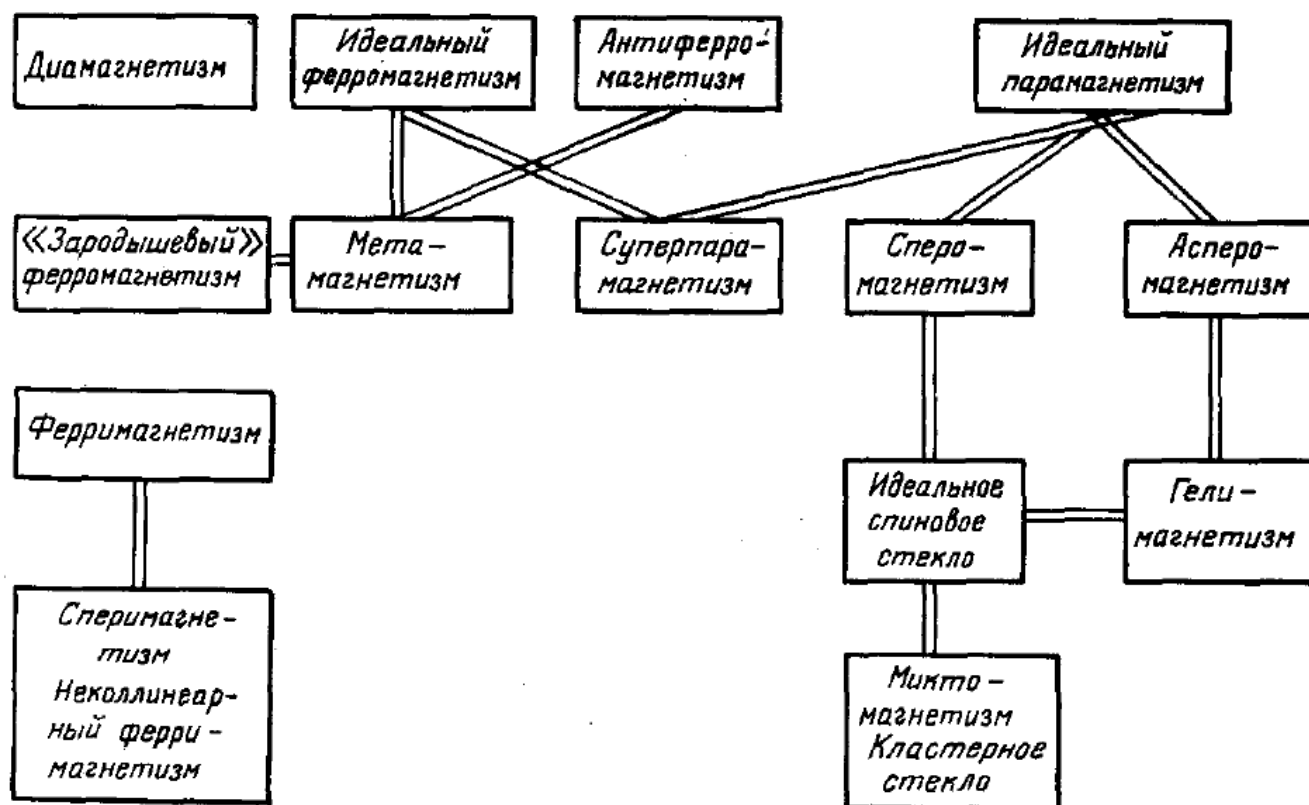


Рисунок 1.1.1. Четырнадцать типов магнетиков [21]

Однако за основу по-прежнему берутся пять основных типов магнитного упорядочения, указанных на Рисунке 1.1.1 в верхнем ряду и хорошо известных из стандартных учебников, например [22]. Магнитные состояния, указанные во втором и третьем рядах, делятся на три группы: ферромагнетизм и производные от него состояния, парамагнетизм и состояния, связанные с ним, и ферри-магнетизм и родственные ему состояния.

В настоящей работе основное внимание уделено исследованиям ферромагнетиков, т.к. металлическая спинтроника использует различные состояния намагниченности именно в слое металла (ферромагнетика) для хранения и переработки информации.

## 1.2. Доменная структура

В ферромагнитных материалах магнитные моменты отдельных атомов стремятся перейти в состояние параллельное друг другу для сохранения минимальной обменной энергии [23]. Таким образом, намагниченность в ферромагнетике существует даже в отсутствие внешнего поля (спонтанная намагниченность) [21]. Такое выравнивание увеличивает магнитостатическую энергию, создавая большое внешнее магнитное поле, как показано на Рисунке 1.2.1. Так как система стремится к минимуму своей энергии, в пределах материала создается несколько магнитных доменов, т.е. макроскопических спонтанно намагниченных областей с различными направлениями намагниченности. В каждом домене свой магнитный момент. Сложение магнитных моментов всех доменов дает общую намагниченность материала [24].

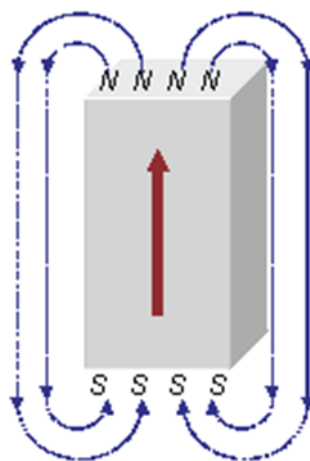


Рисунок 1.2.1. Выравнивание отдельных магнитных моментов увеличивает магнитостатическую энергию, создавая большое внешнее магнитное поле

Кроме того, соседние домены намагничиваются антипараллельно (Рисунок 1.2.2). В этой конфигурации энергия обмена несколько увеличивается, однако, магнитостатическая энергия понижается. Между магнитными доменами формируется переходный слой [24].

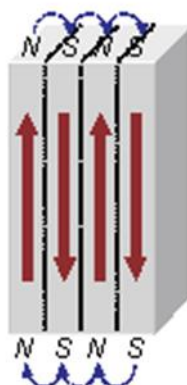


Рисунок 1.2.2. Разделение магнитных доменов с антипараллельной намагниченностью

Изменение направления намагниченности при переходе от одного домена к другому происходит не скачкообразно, а распределяется почти непрерывно на большое число атомных плоскостей [25]. В результате между соседними доменами и возникает переходный слой, называемый доменной стенкой. В этом переходном слое вектор намагниченности поворачивается от направления легкого намагничивания, которое он занимал в первом домене, в направление легкого намагничивания второго домена. Отсюда следует, что доменной стенке можно приписать некоторую конечную ширину, величина которой опять-таки определяется из условия термодинамического равновесия (Рисунок 1.2.3).

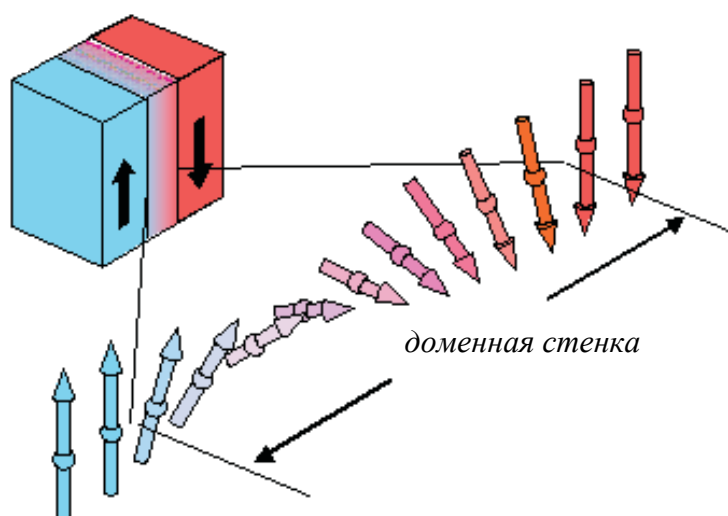


Рисунок 1.2.3. Модель  $180^\circ$ -ной доменной стенки

Доменная стенка некоторой ширины гарантирует более гладкое изменение направления намагниченности доменов, уменьшая обменную энергию ферромагнетика [26]. В то время как обменная энергия стремится уменьшить угол между соседними спинами и тем самым увеличить ширину доменной стенки, энергия анизотропии, напротив, стремится уменьшить ее ширину, т.е. уменьшить число спинов, отклонившихся от направления легкого намагничивания. Фактически ширина стенки определяется компромиссом между двумя взаимно противоположными тенденциями.

Можно отметить, что некоторые доменные стенки различной ориентации образуют замыкающие домены [23] (Рисунок 1.2.4).

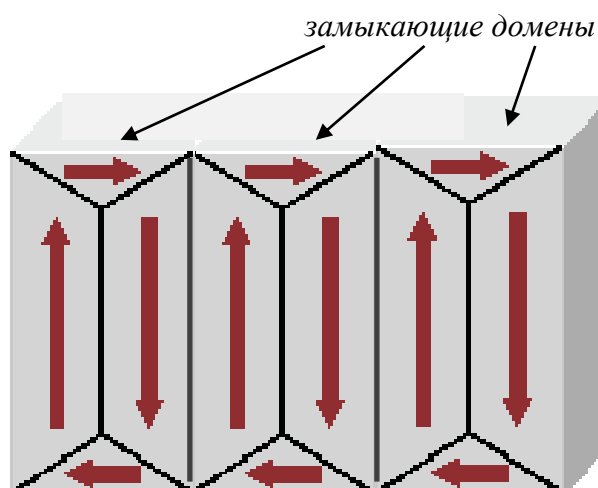


Рисунок 1.2.4. Формирование  $90^\circ$  замыкающих доменов в железе.  
Замыкающие домены перпендикулярны к  $180^\circ$  доменам

Доменная стенка может быть двух видов: доменная стенка Блоха, где магнитные моменты атомов поворачиваются вне плоскости магнитных моментов, и доменная стенка Нееля, где магнитные моменты атомов поворачиваются в плоскости (Рисунок 1.2.5) [26].



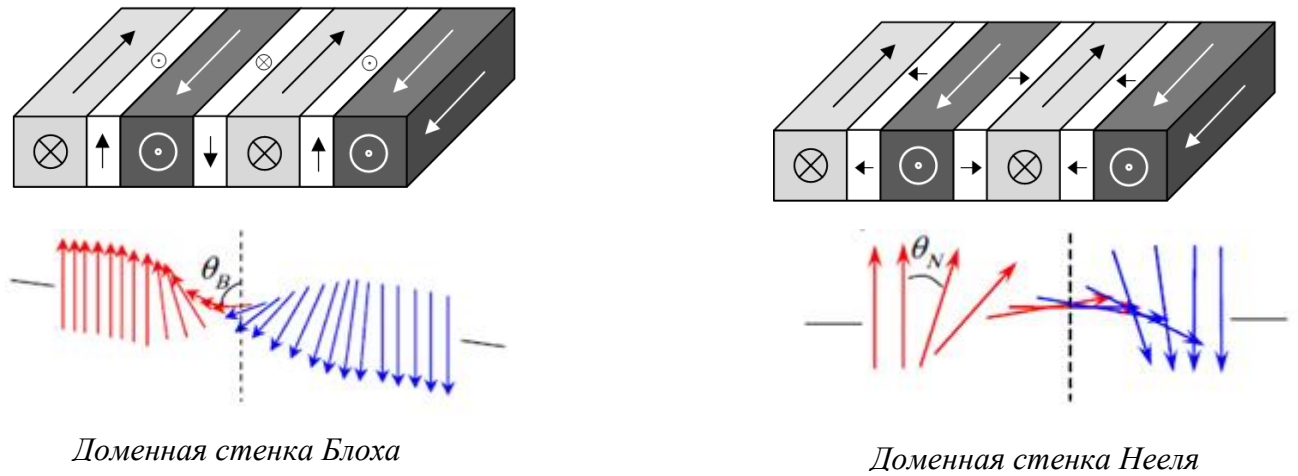


Рисунок 1.2.5. Доменная стенка Блоха и доменная стенка Нееля в обычной тонкой пленке из ферромагнитного материала

В системах тонких пленок намагниченность в доменах ориентирована непосредственно в плоскости пленки. Рассмотрим два возможных способа изменения намагниченности на  $180^\circ$ . Доменная стенка Блоха, где моменты вращаются вокруг нормали к поверхности стенки (Рисунок 1.2.6А), ведет к появлению магнитных полюсов (северного и южного) на тонкой пленке, следовательно, не подходит для тонких пленок.

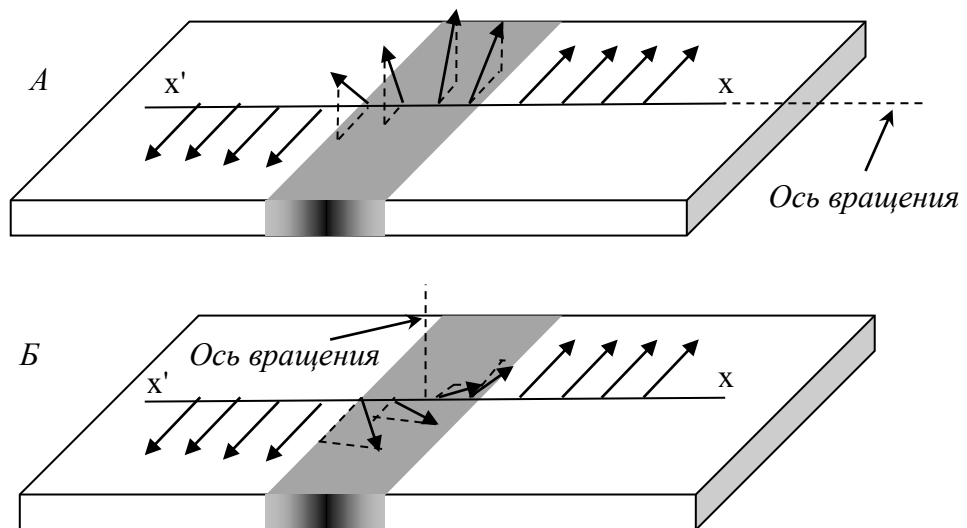


Рис 1.2.6. Доменная стенка Блоха (А); доменная стенка Нееля (Б) [27]

Следовательно, ниже критической толщины пленки энергия доменной стенки Нееля меньше [28], чем у доменной стенки Блоха. Однако, это не резкий переход от одного типа доменных стенок к другому. Существует промежуточный комплекс переходной структуры; это смесь доменных стенок Блоха и Нееля. Регулярное чередование двух типов доменных стенок обуславливает направление вращения намагниченности. В центре зоны перехода от одного направления намагниченности к другому расположена линия намагниченности, направленная по нормали к пленке, как показано на Рисунке 1.2.7. Остаточные доменные стенки Блоха наблюдаются при большой толщине и называются Блоховскими линиями.

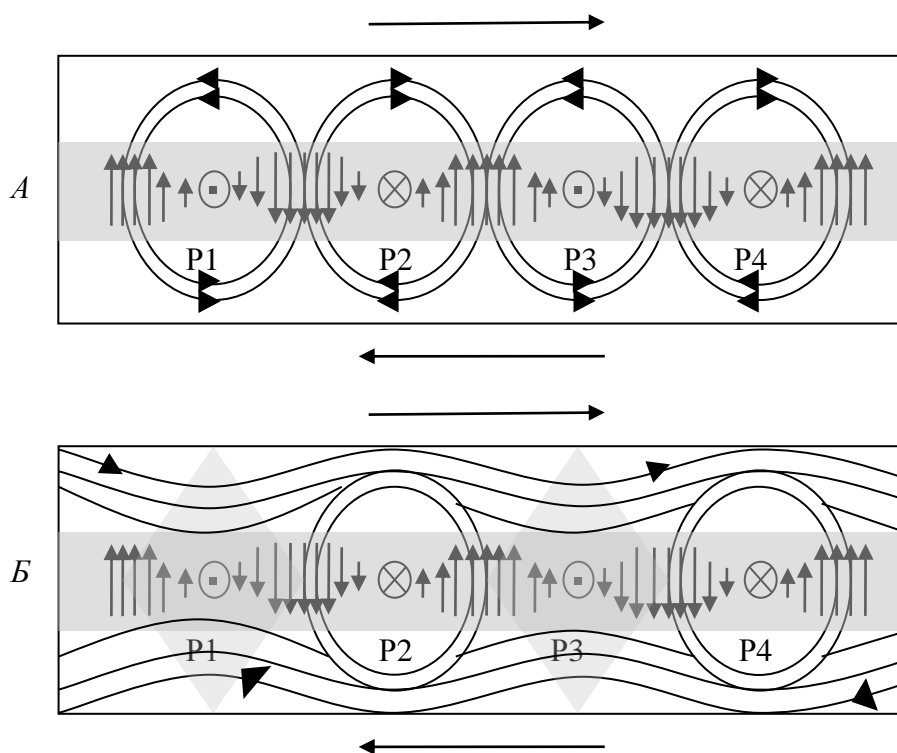


Рисунок 1.2.7. Механизм образования поперечных связей [29]

В тонких пленках существует огромное множество различных типов доменных стенок, которые зависят от толщины пленки, угла доменной стенки и приложенного поля. На Рисунке 1.2.8, показаны доменные стенки Блоха, Нееля и доменные стенки промежуточного типа.

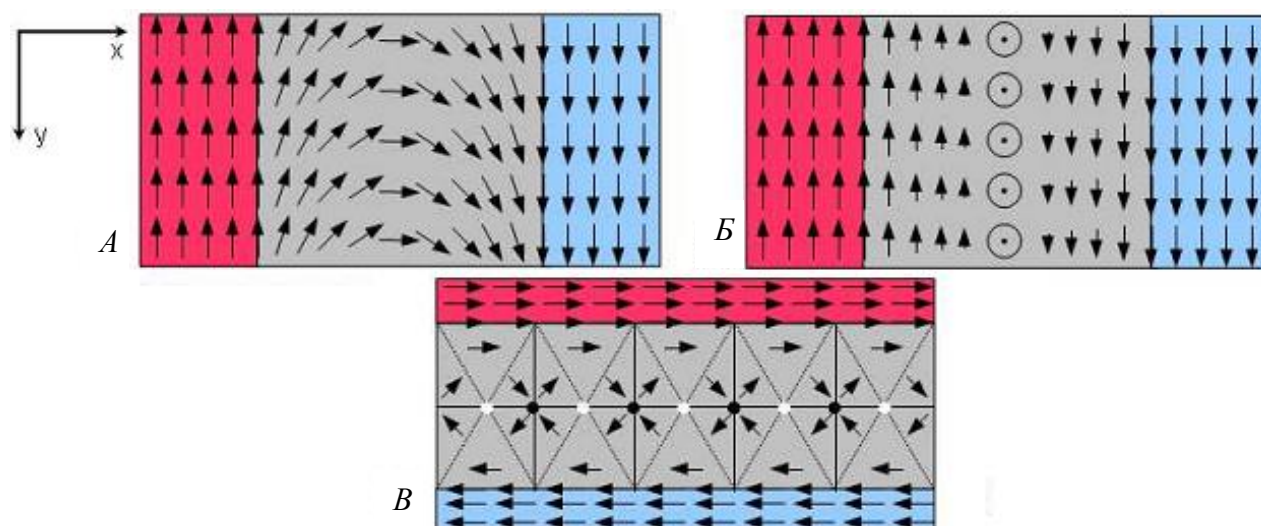


Рисунок 1.2.8. Доменные стенки *A)* Нееля, *Б)* Блоха и *В)* доменные стенки промежуточного типа ("cross-tie")

Однако, возникновение доменов оказывается энергетически невыгодным, если размер частицы ферромагнетика порядка ширины доменной стенки. В этом случае частица остается однодоменной (Рисунок 1.2.9) [30]. При дальнейшем уменьшении размера частиц силы магнитной анизотропии не в состоянии удерживать магнитный момент по легкой оси, и поэтому направление намагниченности флуктуирует в пространстве. Совокупность таких частиц в магнитном поле ведет себя как парамагнетик. Так как частицы по сравнению с атомами обладают огромным магнитным моментом, то насыщение наблюдается уже в достижимых полях. Проявление мелкими частицами магнитных свойств, аналогичных парамагнетикам, называется суперпарамагнетизмом [31].

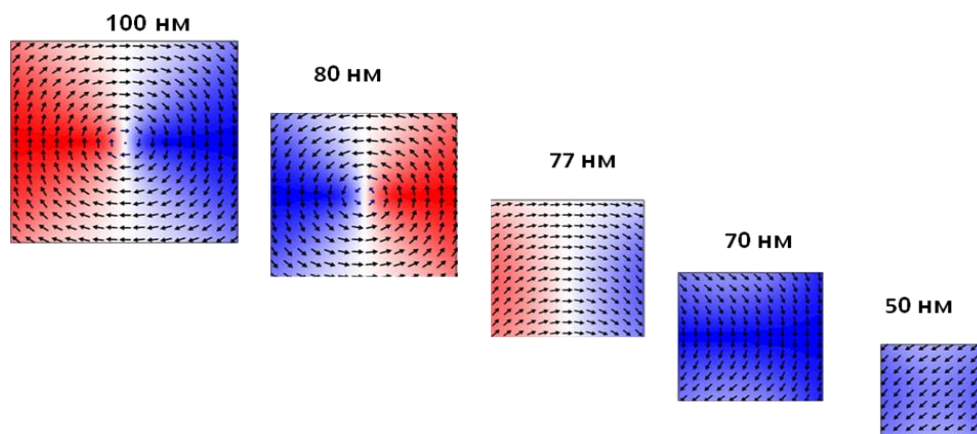


Рисунок 1.2.9. Зависимость доменной структуры от размеров наноструктуры по данным микромагнитного моделирования [30]

В заключении необходимо отметить, что магнитные домены и их доменные стенки ответственны за внешние магнитные свойства, такие как коэрцитивная сила. Они также являются причиной наблюдения гистерезиса в ферромагнитных материалах [32], и именно разбиение ферромагнетика на домены, а также существование доменных стенок положено в основу множества технологических разработок, например в устройствах магнитного хранения информации в рамках концепции трековой памяти.

### **1.3. Движение доменной стенки и ее энергетика в нанопроводах.**

#### **Трековая память**

Конфигурации магнитных доменов изменяются путем смещения доменных стенок при воздействии на них внешнего магнитного поля либо тока. Процесс движения доменной стенки сводится к вращению магнитных моментов атомов, или намагниченности. В случае равновесной в нулевом поле доменной структуры под действием внешнего поля домены с намагниченностью по полю будут увеличиваться в размере, а домены с намагниченностью против поля – уменьшаться [31].

Хорошую модель для изучения магнитных явлений в наномасштабе представляют собой процессы зарождения и перемещения доменных стенок в магнитных нанопроводах [33].

В настоящее время уже хорошо известно, что в однослойных нанопроводах (на основе тонких магнитных пленок) могут существовать два основных типа доменных стенок: поперечные доменные стенки (ПДС) (Рисунок 1.3.1А) и вихревые доменные стенки (ВДС) (Рисунок 1.3.1Б) в зависимости от геометрии системы [34, 35].

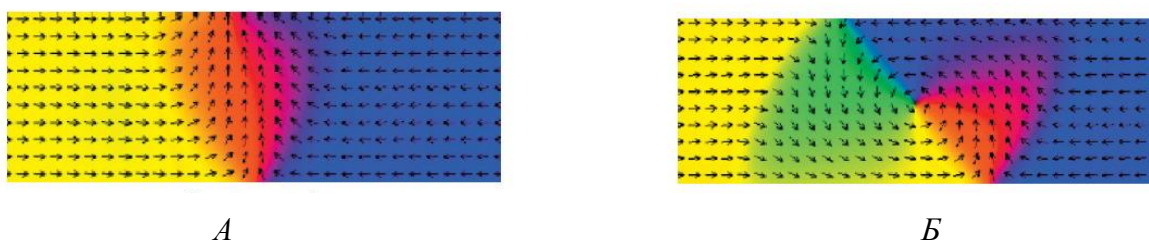


Рис 1.3.1. *A* – поперечная доменная стенка; *B* - вихревая доменная стенка [36]

ПДС являются преобладающими для очень узких (менее 40 нм) и тонких магнитных нанопроводов, тогда как ВДС доминируют в случае широких и толстых магнитных нанопроводов. С точки зрения возможных применений наибольший интерес представляют узкие нанопровода, так как они обеспечивают более высокие плотности записи информации. Поэтому, в данной работе, основное рассмотрение будет посвящено именно узким магнитным нанопроводам, где доминируют ПДС. В данной работе приводятся результаты исследований на узких (шириной менее 100 нм) и тонких магнитных нанопроводах, которые хорошо согласуются с имеющимися теоретическими исследованиями [37], а также качественно согласуются с экспериментальными результатами (Рисунок 1.3.2).



Рисунок 1.3.2. *A* – вихревая доменная стенка;  
*B* - поперечная доменная стенка [38]

Магнитные нанопровода представляют собой перспективные направления для развития нового поколения устройств спинтроники. Одним из таких возможных направлений является разработка трековой памяти, широко обсуждаемой в последние годы [37]. Это направление прикладных исследований

связано с развитием устройств, основанных на перемещениях доменных стенок в нанопроводах [39].

Трековая память, основанная на записи информации на нанопроводе, система доменов которого перемещается вдоль считывающей головки, является перспективным направлением в технологии хранения информации (Рисунок 1.3.3).

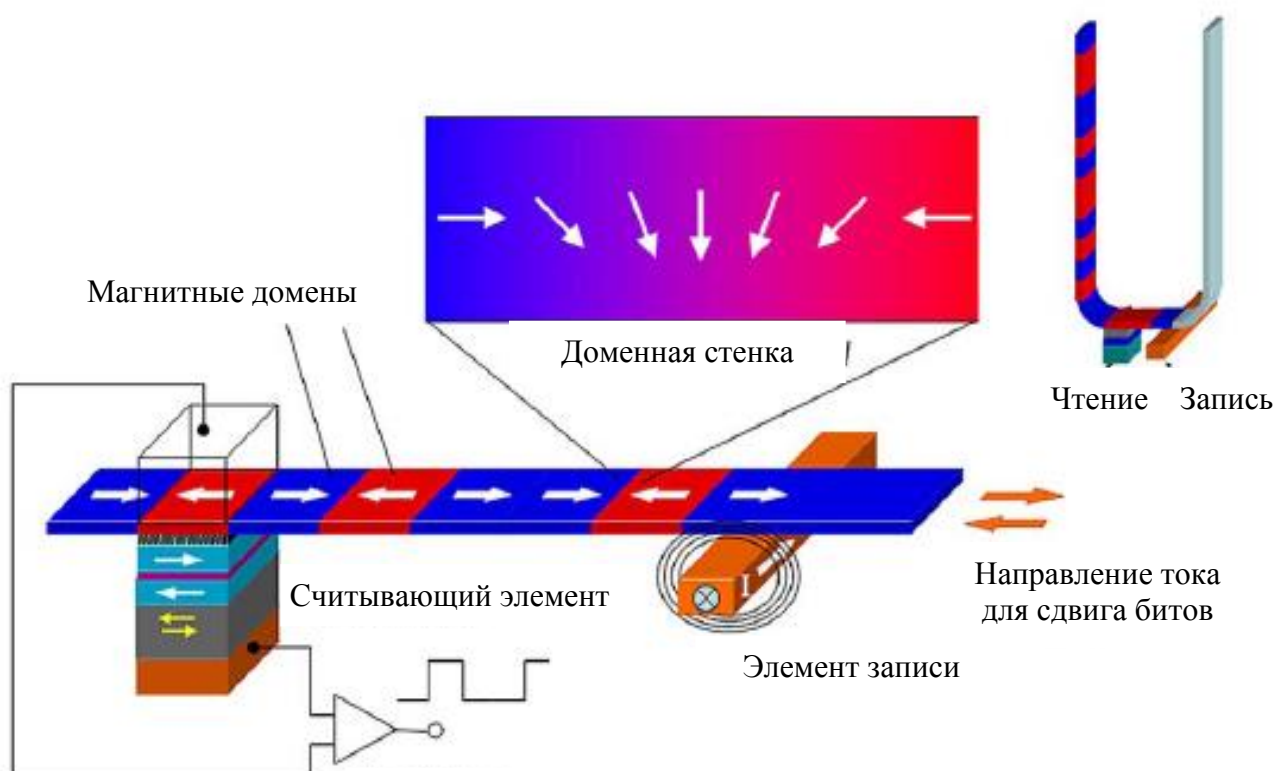


Рисунок 1.3.3. Трековая память [4]

Быстрый прогресс в технологии нанолитографии позволил создавать экспериментально магнитные нанопровода с латеральными размерами в нанометровом диапазоне. Кроме того, в настоящее время появилось множество экспериментальных методик, позволяющих исследовать микромагнитные состояния в таких системах с высоким пространственным разрешением.

В настоящее время уже опубликовано много работ, посвященных изучению динамики доменной стенки, однако об энергетике этих процессов известно не так

много. В силу ограничений технологии, проводились эксперименты только для достаточно широких нанопроводов (более 100 нм) и поведение доменной стенки в узких проводах мало изучено.

Однако наиболее перспективными для использования являются узкие нанопровода, так как они обеспечивают более высокую плотность записи информации.

Хорошо известно, что несовершенства формы нанопровода могут создавать места закрепления доменных стенок. В частности, создание микроскопических надрезов на магнитном нанопроводе с помощью точного литографического процесса позволяет создавать искусственные участки пиннинга для управления движением доменной стенки в нанопроводе. Оценка поля депиннинга надрезов является важной задачей. Это связано с наличием энергетического барьера для прохождения доменной стенки через участок пиннинга [40].

Основная физика зарождения и перемещения доменной стенки может быть описана в рамках современной микромагнитной теории. В рамках данной теории были изучены условия существования доменной стенки в магнитных нанопроводах, определены различные возможные виды доменных стенок и построена фазовая диаграмма их существования [34, 35].

В данной работе была попытка восполнить имеющийся в литературе пробел и выяснить пределы миниатюризации (масштабирования) в рамках концепции трековой памяти.

#### **1.4. Магнетосопротивление**

Основная идея металлической спинтроники состоит в использовании различных состояний намагниченности в слое металла для хранения и переработки информации.

Магнитные материалы обеспечили решение многих технических задач и в заметной степени способствовали научно-техническому прогрессу

в современном мире [41]. Здесь можно отметить магнитомягкие и магнитожесткие материалы для электротехники и радиотехники, моторов и генераторов, техники СВЧ, магнитной памяти, кредитных карточек и многие другие. В то же время в магнетизме наблюдалось отставание по сравнению с полупроводниками при создании устройств, работающих на расстояниях порядка нанометров. Именно на расстояниях порядка размера атома или порядка десяти атомных размеров (около нанометра) ожидаются новые кооперативные магнитные эффекты вследствие того, что радиус действия обменных взаимодействий, которые приводят к магнитному упорядочению (ферромагнитному или антиферромагнитному), составляет несколько межатомных расстояний.

Одним из эффектов, который обеспечивает прогресс магнетоэлектроники, является магнетосопротивление.

Эффект магнетосопротивления  $\delta_H$  (или гальваномагнитный эффект) – это относительное изменение электросопротивления при включении магнитного поля:

$$\delta_H = \frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(H)}, \quad (1.4.1)$$

где  $\rho(0)$  – электросопротивление при отсутствии поля,  $\rho(H)$  – электросопротивление в поле  $H$ .

Физическая природа гальваномагнитных явлений в классических ферромагнетиках (Fe, Co, Ni и их сплавах) была предметом широких исследований. Величина магнетосопротивления при параллельной ориентации поля и тока (продольный гальваномагнитный эффект) составляет при комнатной температуре в ферромагнитных железе и никеле соответственно  $\delta \sim 0,07\%$  и  $\delta \sim 1,5\%$  в поле  $H = 10 \text{ кЭ}$  [41].

Однако наиболее важное направление металлической спинтроники в настоящее время связано с использованием многослойных магнитных наноструктур, в которых наблюдается эффект ГМС [7].



В последнее десятилетие наметился прогресс в создании многослойных магнитных пленок и искусственно созданных магнитных структур, в которых возникают новые эффекты [42].

Эффект ГМС наблюдается в слоистых ферро- и антиферромагнетиках (редкоземельные металлы, сплавы железо – родий, соединения  $\text{SmMn}_2\text{Ge}_2$  и другие). В некоторых случаях было обнаружено сильное изменение электросопротивления магнетиков при индуцировании внешним магнитным полем фазовых переходов антиферромагнетизм – ферромагнетизм. Эти данные, несомненно, дали толчок для проведения исследований магнетосопротивления в искусственно созданных магнитных структурах, где длина свободного пробега носителей тока соизмерима с периодом этой структуры.

Впервые эффект ГМС был обнаружен в искусственно созданной магнитной сверхрешетке Fe/Cr в 1988 г. [43]. Величина  $\delta$  при  $T = 4,2\text{ K}$  в поле  $H \sim 20\text{ кЭ}$  превышала здесь 90%. В сверхрешетке или мультислоях Fe/Cr ферромагнитные слои Fe с толщиной  $\sim 3\text{ нм}$  чередовались с неферромагнитными слоями хрома Cr толщиной  $0,9 - 1,8\text{ нм}$  (Рисунок 1.4.1).

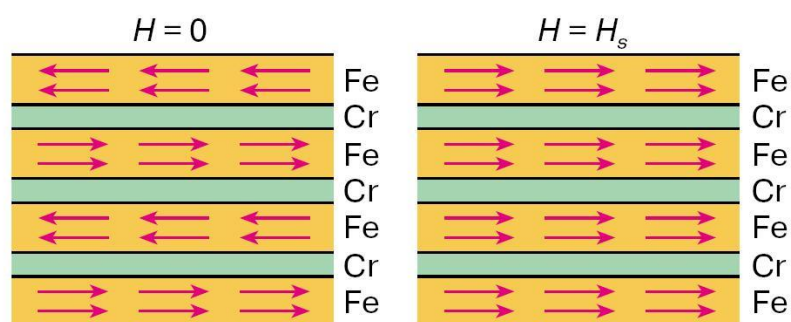


Рисунок 1.4.1. Атомные слои Fe и Cr в мультислойной структуре Fe/Cr. Стрелки показывают направления магнитных моментов атомов Fe [43]

Было найдено, что при  $H = 0$  магнитные моменты атомов Fe в пределах одного слоя параллельны, а магнитные моменты соседних слоев Fe ориентированы антипараллельно (антиферромагнитно). В магнитном поле, превышающем поле насыщения  $H_s$  и приложенном в плоскости слоев,

антиферромагнитная обменная связь между магнитными моментами слоев Fe разрушается и все магнитные моменты атомов Fe оказываются параллельны друг другу (Рисунок 1.4.1). Магнитное поле, которое вызывает этот переход, составляет довольно большую величину  $H = 20 \text{ кЭ}$ . В результате скачкообразной переориентировки магнитных моментов электросопротивление резко уменьшается (Рисунок 1.4.2), так как его величина при параллельной ориентации моментов (в ферромагнитной структуре) много ниже, чем в антиферромагнитной.

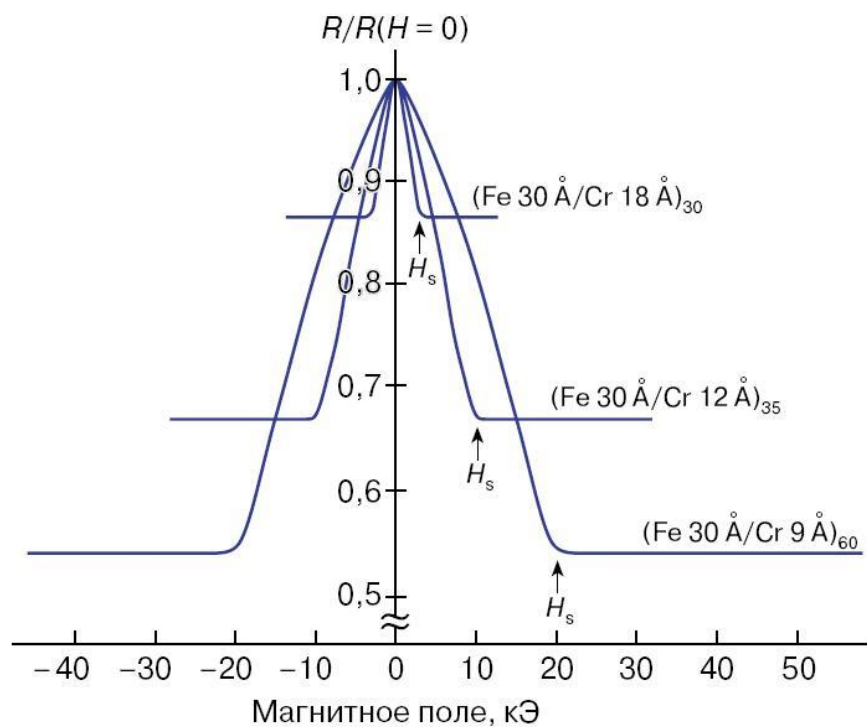


Рисунок 1.4.2. Зависимость электросопротивления  $R$  от магнитного поля для магнитных слоев Fe/Cr при температуре 4,5 К [43]  
Ток и магнитное поле в плоскости пленки

Амплитуда гигантского магнетосопротивления зависит от индивидуальных характеристик материалов.

Раздельное существование двух групп носителей со спинами «вверх» и «вниз» позволяет в первом приближении полагать [42, 44, 45], что существуют два независимых канала проводимости для каждой ориентации спина. Плотность суммарного тока является суммой  $j_{\uparrow}$  (тока носителей со спинами «вверх») и  $j_{\downarrow}$

(тока носителей со спинами «вниз»). Если токи  $j_{\uparrow}$  и  $j_{\downarrow}$  протекают через ферромагнитную среду с определенным направлением намагниченности, то сопротивления для первой и второй групп электронов будут различаться (Рисунок 1.4.3).

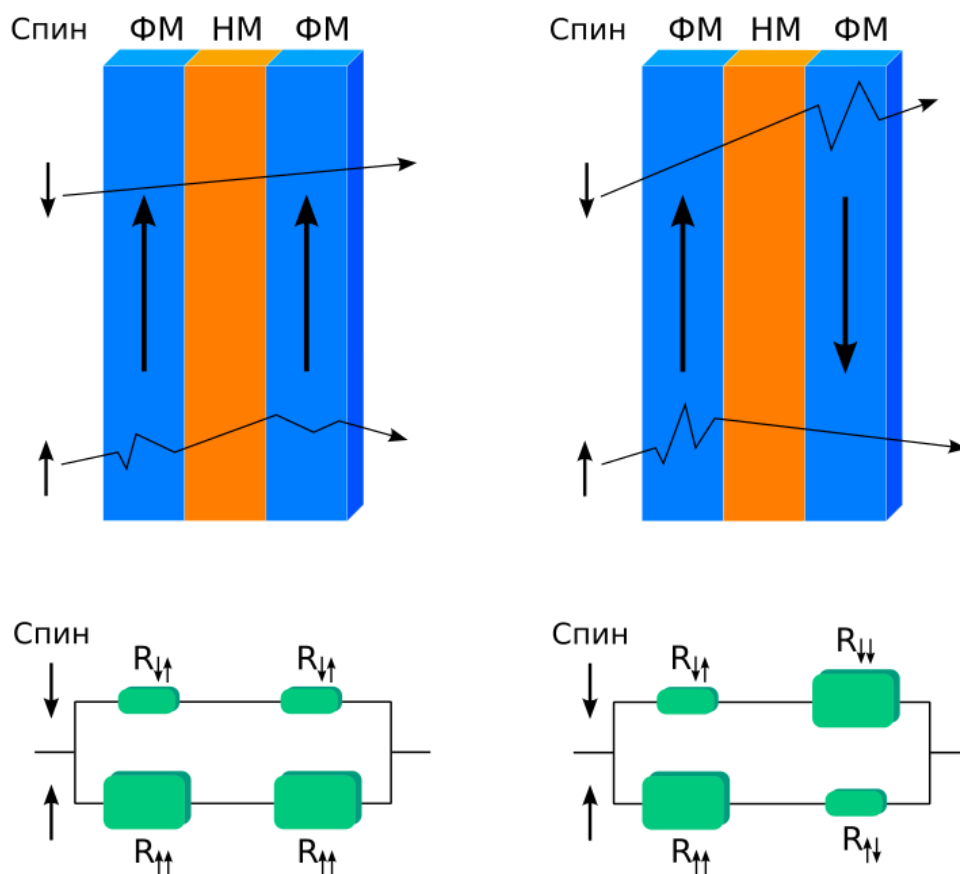


Рисунок 1.4.3. Спиновый клапан (вентиль) на эффекте ГМС

Источником гигантского магнетосопротивления и является механизм неодинакового рассеяния двух групп электронов, отличающихся ориентацией спинов по отношению к направлению намагниченности рассеивающей электроны магнитной структуры [42, 44].

Открытие эффекта ГМС стимулировало повышенный интерес к транспортным свойствам многослойных структур. Значительный прогресс был достигнут в понимании физики этого эффекта и в поиске систем, проявляющих

очень большую амплитуду магнетосопротивления в слабых полях. Что касается применения этого эффекта и функциональные характеристики устройств, работающих на основе эффекта ГМС, то они продолжают детально изучаться и совершенствоваться.

### **1.5. Многослойные магнитные спин-вентильные и спин-туннельные структуры. Ячейка памяти MRAM**

Благодаря эффекту ГМС, подробно описанному выше, многослойные магнитные наноструктуры находят широкое применение в технике, например, в виде датчиков слабых магнитных полей и других устройств спинтроники [46]. Однако достижение высоких функциональных характеристик (таких как величина ГМС эффекта) предъявляет высокие требования к технологии формирования таких структур.

Типичной магниторезистивной структурой является спиновой вентиль [47], который состоит из нескольких магнитных и немагнитных слоев с толщинами на уровне нескольких нанометров. В настоящее время основные исследования в этой области направлены на повышение функциональных характеристик получаемых структур и элементов спинтроники на их основе [48, 49].

В данной работе проводится теоретическое исследование влияния различных технологических факторов на микромагнитные состояния и другие функциональные характеристики спин-вентильных структур с обменным смещением.

Микромагнитное моделирование спин-вентильных структур уже описано в некоторых работах [50]. Особенностью данной работы является исследования влияния отдельных дефектов спин-вентильных структур (обусловленных технологическими несовершенствами) на их функциональные характеристики.

В частности, этим методом исследованы процессы перемагничивания спин-вентильной структуры с обменным смещением без дефектов и при наличии

дефекта в виде магнитной перемычки между слоями. Такие дефекты наиболее типичны при получении многослойных структур методом напыления в вакууме и представляют собой переключения магнитных слоев через отверстия в немагнитном слое (pinholes (пинхолей)).

Также в настоящее время одним из перспективных направлений спинтроники является создание приборов и устройств на основе спин-туннельных магниторезистивных элементов [51]. Основой всех таких элементов является туннельный переход, расположенный между двух ферромагнитных пленок (фиксированной и свободной), разделенных слоем диэлектрика. При этом общее сопротивление устройства, ток в котором протекает из-за туннельного эффекта, зависит от взаимной ориентации полей намагничивания двух магнитных слоев. Сопротивление выше при антипараллельной намагниченности слоев. Эффект ТМС похож на эффект ГМС, но в нем вместо слоя немагнитного металла используется нанометровый слой диэлектрика. Протекание "магнитозависимого" тока в туннельном переходе происходит перпендикулярно слоям многослойной структуры спин-туннельного магниторезистивного элемента.

На основе ГМС эффекта работают многие датчики, а примером технологического применения ТМС может служить ячейка памяти MRAM [52] (Рисунок 1.5.1).

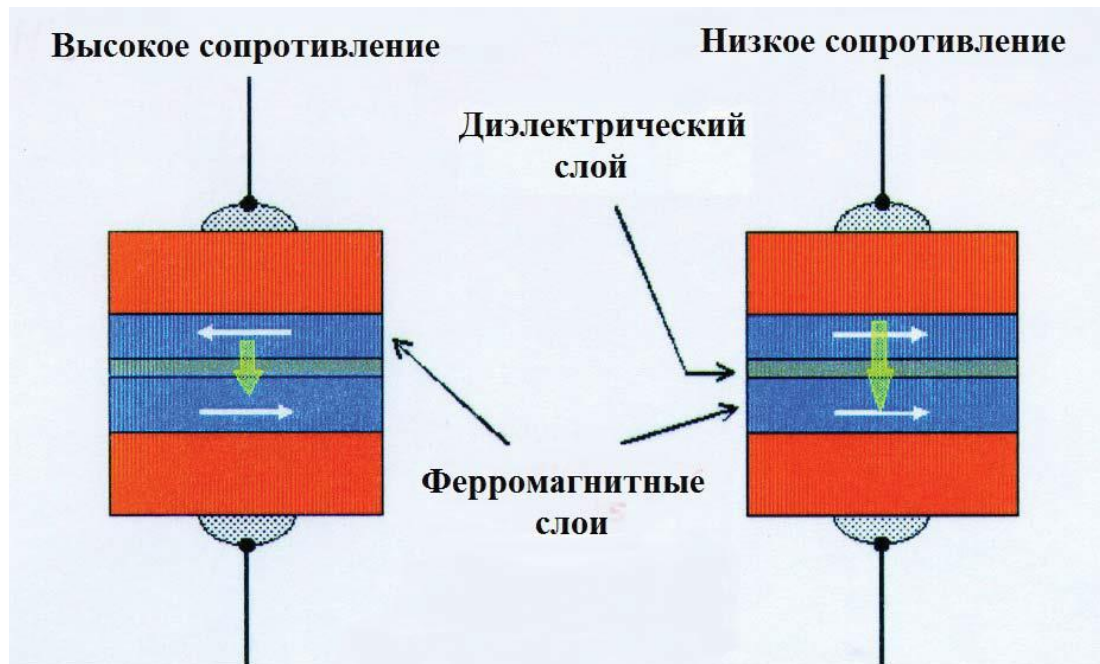


Рисунок 1.5.1. Схема мультислойного элемента MRAM [53]

В MRAM каждый бит памяти представляет собой структуру размеров в несколько нанометров, имеющую два ферромагнитных слоя, разделенных тонким слоем диэлектрика (Рисунок 1.5.1). Направление намагниченности одного из слоев всегда остается фиксированным, а направление намагниченности другого слоя изменяется под действием внешнего магнитного поля. Из-за эффекта ТМС электрическое сопротивление мультислойной структуры зависит от взаимной ориентации намагниченности в слоях. Одинаковая ориентация намагниченности в слоях элемента, соответствует низкому электрическому состоянию, интерпретируется как «0». Разнонаправленная, характеризующаяся высоким электрическим сопротивлением, – как «1» [54].

Элементы MRAM располагаются в виде квадратной сетки (Рисунок 1.5.2).

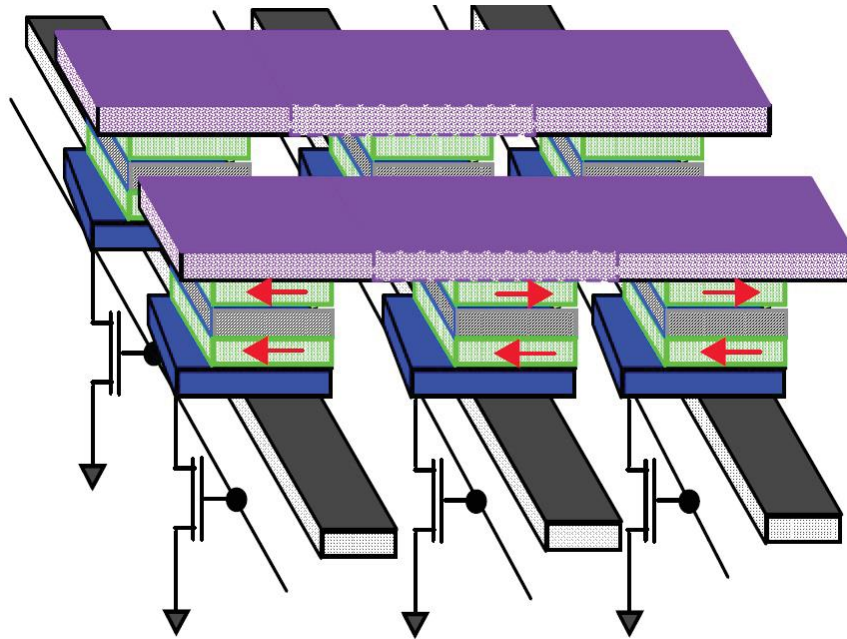


Рисунок 1.5.2. Схема модуля MRAM [53]

Оптимизация технологии получения таких структур и выбор конструкции элементов памяти предполагают выяснение особенностей их магнитного состояния. Поэтому теоретическое описание энергетического рельефа такой системы является важной задачей. Во многих случаях для обеспечения термической стабильности магнитных состояний используется анизотропия формы ячейки MRAM, как фактор, увеличивающий активационный барьер для ее магнитного переключения [54].

С другой стороны, исследование энергетики магнитных наноструктур обнаружило наличие сложной системы локальных минимумов даже в относительно простых случаях [55]. В связи с этим актуальной является разработка методики теоретического анализа энергетического рельефа магнитных наноструктур в рамках микромагнитной модели.

## 1.6. Ячейка памяти TAS MRAM

Стандартная технология MRAM использует магнитное поле токовых линий (словарной и битовой) для переключения ячейки памяти в другое состояние. Типичная схема стандартной ячейки казана на Рисунке 1.6.1.

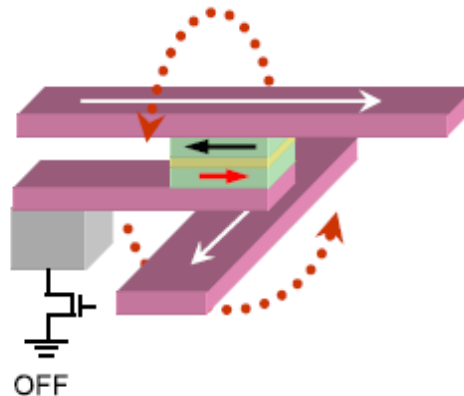


Рисунок 1.6.1. Стандартная схема ячейки памяти MRAM [56]

Ячейка памяти MRAM представляет собой многослойную магниторезистивную структуру спин-туннельного типа, помещенную в месте пересечения взаимно перпендикулярных токовых линий (битовой и словарной). В спин-туннельной структуре имеются два магнитных слоя (свободный – информационный и фиксированный – опорный). Для адресации конкретной ячейки памяти при считывании ее состояния используется адресный транзистор.

Для перезаписи ячейки MRAM используются магнитные поля, создаваемые токами в битовой и словарной линиях. Магнитные поля этих линий складываются в точке их пересечения, и тем достигается превышение порога переключения (коэрцитивности свободного слоя). Однако, из-за технологических отклонений, разные ячейки в массиве имеют немного отличающиеся функциональные параметры (в частности порог переключения). Поэтому возможны ложные переключения соседних элементов при перезаписи выбранной ячейки. Для решения этой проблемы в современных коммерческих реализациях MRAM используют специальную технологию TOGGLE MODE MRAM. Однако,



использование данной технологии, приводит к повышению энергозатрат на перезапись ячеек.

Новым решением в этой области является конструкция ячейки TAS MRAM [56]. Такая ячейка в отличие от стандартной конструкции содержит дополнительный фиксирующий слой антиферромагнетика в контакте со свободным ферромагнитным слоем (информационным). Типичная схема такой ячейки показана на Рисунке 1.6.2.

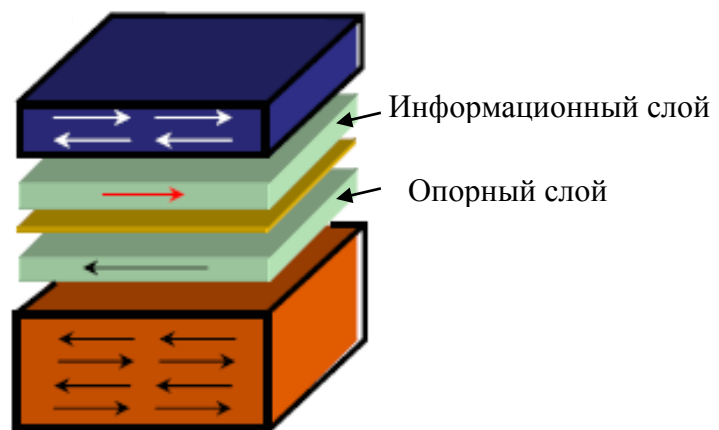


Рисунок 1.6.2. Схема ячейки памяти TAS MRAM [56]

Здесь верхний антиферромагнитный слой характеризуется пониженной температурой блокировки. Свободный – «информационный» слой. Жестко фиксированный – «опорный» слой. Нижний слой антиферромагнетика характеризуется более высокой температурой блокировки.

В этой конструкции ячейки MRAM для переключения информационного слоя используется комбинация локального нагрева и внешнего поля. Нагрев антиферромагнитного слоя выше температуры Нееля приводит к снятию блокировки информационного слоя. Поясняющая схема показана на Рисунке 1.6.3.

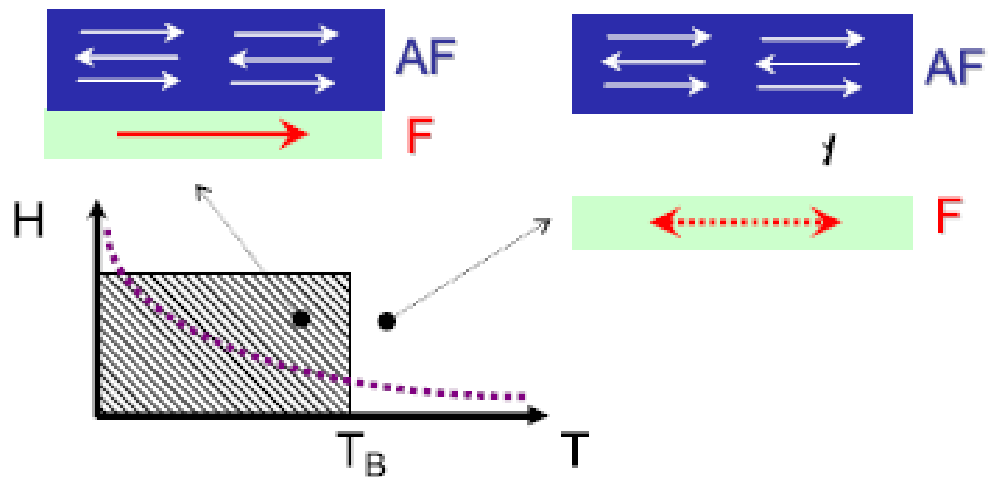


Рисунок 1.6.3. Зависимость поля обменного смещения от температуры (на нижней панели). Точками показаны два состояния выше и ниже температуры блокировки антиферромагнетика [56]

Нагрев в этой конструкции осуществляется путем пропускания тока через ячейку при открытом адресном транзисторе (Рисунок 1.6.4).

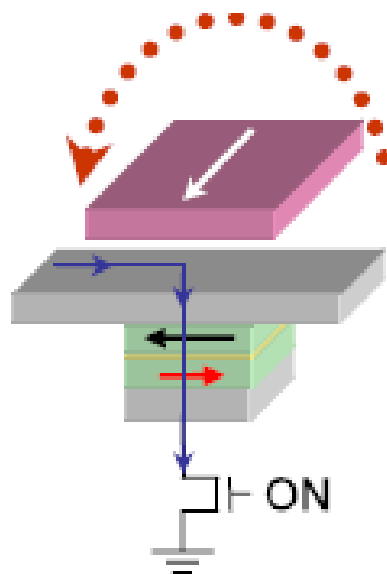


Рисунок 1.6.4. Конструкция ячейки памяти TAS MRAM [56]

В такой конструкции достигаются: 1) решение проблемы ложных срабатываний за счет высокой локализации воздействия (осуществляется прогрев только ячейки, через которую проходит ток), 2) снижение энергопотребления при записи. Для уменьшения поля необходимого для перезаписи ячейки используется

специальная круглая форма (магнитные слои в виде плоских дисков). Такая форма позволяет существенно уменьшить коэрцитивность информационного слоя, что в данной работе подтверждается методом микромагнитного моделирования.

## Глава 2. МЕТОД

### 2.1. Микромагнетизм. Историческая справка

Микромагнетизм приходит на смену доменной теории, где также присутствуют домены и доменные стенки.

Первый шаг в теории микромагнетизма сделал Вейсс в 1907 году [57], исследуя, почему некоторые магнитные материалы демонстрируют намагниченность меньше величины спонтанной намагниченности. Он предположил, что ферромагнитный материал состоит из множества, равномерно намагниченных доменов, в которых намагниченность ориентирована в разных направлениях.

Доменные стенки впервые были исследованы Блохом [58], который рассчитал размер и форму границы между доменами, принимая во внимание только магнитную анизотропию и обменное взаимодействие.

Работа Блоха была улучшена Ландау и Лифшицем [59], которые приняли во внимание дополнительные энергетические вклады. Было выведено хорошо известное сегодня уравнение Ландау-Лифшица. Это уравнение описывает динамику магнитных моментов при минимизации полной энергии магнитной подсистемы.

Гильберт исследовал внутреннее трение в ферромагнетиках, в результате чего дополнил уравнение Ландау-Лифшица, известное теперь как уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта.

Итак, теория микромагнетизма постепенно развивалась и окончательно элементы этой теории были объединены в полном обзоре Брауна в 1960-х годах XX века [32, 60].

Аналитически возможно решить только одномерную задачу, подобную доменной стенке Блоха в материале конечной толщины, где магнитостатическим взаимодействием можно пренебречь или для доменной стенки Нееля в пленках

с теоретически нулевой толщиной. Поэтому микромагнетизм начал активно изучаться только с появлением высокоскоростных компьютеров.

С помощью численного моделирования можно, например, оценить доменную структуру ферромагнетиков, что и делают авторы работы [61] для монокристаллической призмы треугольного сечения. В данной работе рассматривалась бесконечно длинная монокристаллическая призма, поперечным сечением которой является равнобедренный треугольник с расположенной на нем координатной системой. Также рассмотрены несколько видов доменов, которые наблюдаются в призме треугольного сечения.

Результаты численного двумерного моделирования приводятся в работе [62], рассчитана доменная структура поверхности магнитной нанотрубки, возникающая под влиянием магнитной анизотропии поверхности.

В работах [63, 64] авторы также представляют различные виды доменных структур.

В работах [65, 66] продемонстрированы результаты экспериментов и моделирования различных доменных границ. В последние годы стало очень популярным микромагнитное моделирование в более детальном понимании основных физических принципов и применении их в новых устройствах. В работе [67] авторы провели моделирование доменной структуры пермаллоевых образцов прямоугольной формы.

Вообще поведение доменных стенок в нанобъеме является в настоящее время предметом активного изучения. Так, в работах [68 – 70] теоретически исследовались структура и свойства доменной границы, геометрически запертой в наноконтакте, разделяющем две объемные ферромагнитные области. Было обнаружено, что структура и свойства такой доменной границы существенно отличаются от характерных для доменных стенок типа неелевской или блоховской. Одно из основных отличительных свойств такой запертой доменной стенки состоит в том, что ее размер становится чрезвычайно малым, если характерные размеры запирающей области малы.

Экспериментальное исследование возможности влияния на распределение намагниченности в нанобласти путем задания в ней модулированной структуры анизотропии проведено в работе [71]. В работах [69, 71, 72] представлена теоретическая модель выхода доменной стенки из запирающей ее области под действием внешнего магнитного поля. Авторы показали, что в этом случае увеличение поверхностной энергии доменной стенки компенсируется уменьшением магнитостатической энергии.

В работе [73] проведено детальное микромагнитное исследование магнитной структуры наномостика. На основе результатов этого исследования авторы построили фазовую диаграмму, определяющую возможные магнитные состояния наномостика, и полуфеноменологическую модель, которая описывает физический механизм фазовых превращений в системе и их зависимость от геометрии и параметров.

В работе [74] с помощью численного моделирования исследован процесс перемагничивания в тонкопленочных ферромагнитных элементах с анизотропией поверхности различных форм.

Исследование процесса перемагничивания в тонкопленочных элементах важно для лучшего понимания магнитных свойств таких элементов, которые находят широкое применение в современных устройствах тонкопленочной электроники.

Не смотря на обширный интерес к микромагнетизму и наличия большого количества исследований в данной области, методы микромагнитного моделирования магнитной структуры ферромагнетиков и процессы их перемагничивания остаются актуальной проблемой спинтроники, которая привлекает к себе все большее внимание.

## 2.2. Теоретические основы микромагнетизма. Микромагнитная модель

Микромагнитная модель предполагает феноменологическое описание магнитной системы как сплошной среды [10, 75, 76]. При этом намагниченность ( $\vec{M}(x, y, z)$ ) является непрерывной функцией координат:

$$\vec{M} = M_s \cdot \vec{m}(x, y, z), \quad (2.2.1)$$

где  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $\vec{m}(x, y, z)$  – единичный вектор, указывающий направление намагниченности в данной точке  $\vec{m} = \frac{\vec{M}}{M_s}$ . В рамках

микромагнитной модели предполагается, что магнетик является однородным и намагниченность насыщения  $M_s$  постоянная величина (феноменологический параметр). Тогда полная энергия магнетика является функционалом намагниченности.

В простейшем случае в ферромагнитных материалах полная энергия системы может быть рассчитана в виде суммы четырех слагаемых:

$$E_{tot} = E_{exch} + E_{anis} + E_{ext} + E_{demag}, \quad (2.2.2)$$

где  $E_{exch}$  – энергия квантового обменного взаимодействия,  $E_{anis}$  – энергия магнитной анизотропии,  $E_{ext}$  – энергия взаимодействия с внешним полем (энергия Зеемана),  $E_{demag}$  – энергия дальнедействующего магнитостатического взаимодействия [30].

Энергия квантового обменного взаимодействия ( $E_{exch}$ ) ответственна за ферромагнитное упорядочение спинов. Она возрастает при разрушении спинового упорядочения. Такую энергию можно записать как:

$$E_{exch} = \int_V A \left( |\nabla m_x|^2 + |\nabla m_y|^2 + |\nabla m_z|^2 \right) d^3 r. \quad (2.2.3)$$

где  $A$  – константа обмена.

Энергия магнитной анизотропии ( $E_{anis}$ ) обусловлена анизотропией кристаллической решетки магнетика и ответственна за наличие легких и трудных

осей намагничивания. Эта энергия возрастает при отклонении вектора намагничивания от легкой оси. Энергию одноосной магнитной анизотропии можно записать как:

$$E_{anis} = \int_V K_1 \sin^2 \phi d^3 r, \quad (2.2.4)$$

где  $K_1$  – постоянная энергии анизотропии, а  $\phi$  – угол между направлением  $\vec{m}$  и легкой осью.

Энергия взаимодействия с внешним полем (энергия Зеемана) ( $E_{ext}$ ) – обусловлена взаимодействием вектора намагниченности с внешним полем и возрастает с увеличением угла между этими векторами. Формула для энергии Зеемана выглядит так:

$$E_{ext} = - \int_V \mu_0 \vec{M} \vec{H}_0 d^3 r, \quad (2.2.5)$$

где  $\vec{H}_0$  – внешнее поле.

Последнее слагаемое – энергия магнитостатического взаимодействия ( $E_{demag}$ ). Эта энергия обусловлена классическим (максвелловским) дальнедействующим взаимодействием магнитных моментов. Это взаимодействие ответственно за образование магнитных вихрей.

$$E_{demag} = \int_V \frac{\mu_0}{8\pi} \vec{M}(\vec{r}) \cdot \left[ \int_V \nabla \vec{M}(\vec{r}') \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3 r' - \int_S \vec{n} \cdot \vec{M}(\vec{r}') \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^2 r' \right] d^3 r. \quad (2.2.6)$$

Конкуренция вкладов в полную энергию этих четырех слагаемых обуславливает все разнообразие магнитных явлений, в том числе образование магнитных доменов и магнитный гистерезис.

В частицах малого размера обменная энергия преобладает и, как следствие, минимум полной энергии соответствует однородной намагниченности (однодоменное состояние). С ростом размера системы вклад в полную энергию магнитостатического взаимодействия возрастает, что приводит к возникновению доменной структуры.



Таким образом, каждое магнитное состояние системы является локальным минимумом функционала (2.2.2). Отсюда задача микромагнитного моделирования состоит в нахождении такого распределения намагниченности в образце ( $\vec{M}(x, y, z)$ ), которое обеспечивает минимизацию полной энергии (2.2.2). Для решения этой задачи используют методы численного моделирования с использованием мощных вычислительных комплексов. При этом весь образец разбивается на микроячейки, с помощью трехмерной сетки [11]. Локальные магнитные моменты ячеек задаются в узлах сетки, и полная энергия системы может быть вычислена, как сумма по ячейкам. Размеры ячеек должны быть достаточно малы, чтобы корректно описывать все виды взаимодействий. В частности, наиболее чувствительна к размеру сетки – величина магнитостатической энергии.

Минимизация полной энергии такой системы проводится разными методами. Для статистических задач используют метод сопряженных градиентов или метод Монте-Карло. При этом условием стационарного состояния является равенство нулю момента сил со стороны внешнего эффективного поля, действующих на данную ячейку.

$$\vec{m} \times \vec{H}_{eff} = 0, \quad (2.2.7)$$

где  $\vec{H}_{eff} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E}{\partial \vec{M}}$ .

Для решения динамических задач (исследования временной динамики перемагничивания) используют уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта [10]

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{-\gamma}{1+\alpha^2} \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)M_S} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}), \quad (2.2.8)$$

где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $\alpha$  – коэффициент демпфирования.

В настоящее время метод микромагнитного моделирования стал весьма популярным инструментом теоретического анализа микро- и наноразмерных магнитных систем. Опубликованы несколько алгоритмов и программ микромагнитного моделирования [14 – 18].

### 2.3. Программный комплекс MICROMAG

Для проведения моделирования использование имеющихся коммерческих продуктов не всегда удобно, так как данные комплексы предназначены для конкретных расчетов, а при моделировании очень часто используются нестандартные ситуации, которые в предложенном комплексе не предусмотрены. Не владея авторскими правами на программный комплекс, вносить изменения в его код не представляется возможным.

Для того чтобы иметь возможность моделирования образцов любой конфигурации, необходимой для научного исследования, нами был разработан собственный программный комплекс [19, 77], т.к. коммерческие комплексы микромагнитного моделирования такой возможности не представляют.

Численная реализация алгоритма микромагнитного моделирования предполагает приведение аналитических формул к удобному для вычисления виду и замене производных конечными разностями, а интегралов суммами.

Для расчета энергии магнитного взаимодействия удобно переписать исходную формулу в несколько измененном виде. Для этого было использовано следующее соотношение:

$$\vec{\nabla}(f\vec{\nabla}f) = (\vec{\nabla}f)^2 + f\vec{\nabla}^2 f = (\vec{\nabla}f)^2 + f\Delta f. \quad (2.3.1)$$

Отсюда

$$(\vec{\nabla}m_x)^2 = \vec{\nabla}(m_x \vec{\nabla}m_x) - m_x \Delta m_x. \quad (2.3.2)$$

Далее можно использовать эти соотношения для вычисления обменной энергии:

$$\begin{aligned} & (\vec{\nabla}m_x)^2 + (\vec{\nabla}m_y)^2 + (\vec{\nabla}m_z)^2 = \\ & = (\vec{\nabla}(m_x \vec{\nabla}m_x) - m_x \Delta m_x) + (\vec{\nabla}(m_y \vec{\nabla}m_y) - m_y \Delta m_y) + (\vec{\nabla}(m_z \vec{\nabla}m_z) - m_z \Delta m_z). \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

Так как вектор  $\vec{m}$  по определению единичный, поэтому имеет место соотношение:

$$\vec{\nabla}\vec{m}^2 = m_x \vec{\nabla}m_x + m_y \vec{\nabla}m_y + m_z \vec{\nabla}m_z = 0. \quad (2.3.4)$$

Отсюда получили формулу для обменной энергии в более удобном для расчета виде:

$$E_{exch} = -\int A(m_x \Delta m_x + m_y \Delta m_y + m_z \Delta m_z) dV. \quad (2.3.5)$$

Путем разбиения всего объема модели на ячейки с помощью прямоугольной сетки перешли от интегралов к суммам. При этом для обменной энергии получили следующее выражение:

$$E_{exch} = -\sum_i A \cdot \vec{m}_i \Delta \vec{m}_i \Delta V, \quad (2.3.6)$$

где  $\vec{m}_i$  – единичный вектор, задающий направление намагниченности в  $i$ -ом узле сетки,  $\Delta V$  – элемент объема ячейки. При этом суммирование проводится по всем ячейкам сетки.

Вклад в эффективное поле, действующего на ячейку  $i$  со стороны обменного взаимодействия вычисляется, взяв производную обменной энергии по намагниченности. В результате получили:

$$\vec{H}_{exch}^i = \frac{2A}{\mu_0 M_s} \Delta \vec{m}_i. \quad (2.3.7)$$

Для вычисления лапласиана ( $\Delta \vec{m}$ ) производные заменяются на конечные разности:

$$\frac{\partial^2 \vec{m}_i}{\partial^2 x} = \frac{\vec{m}_{i-1} - 2\vec{m}_i + \vec{m}_{i+1}}{\Delta x^2}. \quad (2.3.8)$$

В этой формуле индекс  $i$  – обозначает нумерацию ячеек вдоль оси  $X$ .

Таким образом, для вычисления обменного взаимодействия необходимо хранить информацию о шести ближайших соседях данной ячейки.

Вклад магнитокристаллической анизотропии найдем по формуле:

$$E_{anis} = K_1 \sum_i \sin^2 \varphi_i = K_1 \sum_i (1 - \cos^2 \varphi_i) = K_1 \sum_i (1 - (\vec{m}_i \cdot \vec{a}_i)^2), \quad (2.3.9)$$

Здесь  $\vec{a}$  – единичный вектор, указывающий направление легкой оси в данной ячейке сетки.

В связи с вышесказанным вклад в эффективное поле можно найти по формуле:

$$\vec{H}_{anis} = 2 \frac{K_1}{\mu_0 M_s} \cdot (\vec{m}_i \cdot \vec{a}_i) \vec{a}_i. \quad (2.3.10)$$

Далее находим вклад энергии Зеемана (энергия взаимодействия с внешним полем):

$$E_{ext} = -\mu_0 M_s \sum_i \vec{H}_0 \vec{m}_i. \quad (2.3.11)$$

Наиболее трудоемкая часть расчетов состояла в вычислении магнитостатического вклада, так как было необходимо учесть все попарные взаимодействия магнитных моментов в системе. Для ускорения расчетов в работе [14] был предложен подход, основанный на использовании размагничивающего тензора  $N_{\alpha\beta}$ . Рассмотрим данный метод более подробно.

Энергию магнитостатического взаимодействия можно записать в виде подобном, энергии Зеемана. Здесь фактор  $\frac{1}{2}$  возникает для устранения двойного учета от пары в сумме:

$$E_{demag} = \int_V \frac{\mu_0}{2} \cdot \vec{M}(r) \cdot \vec{H}_d dV. \quad (2.3.12)$$

Далее весь объем магнетика разбивается (с помощью прямоугольной сетки) на совокупность мелких ячеек в форме параллелепипедов (предполагается однородная намагниченность внутри каждой ячейки). При этом интегралы заменяются суммами попарных взаимодействий таких ячеек.

Затем вводится размагничивающий тензор  $N_{\alpha\beta}$ , вычисляемый по формуле:

$$N_{\alpha\beta} = -\frac{1}{4\pi V} \int_V dV \int_{V'} dV' \cdot \nabla'_\alpha \nabla'_\beta \left( \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right). \quad (2.3.13)$$

Здесь интегрирование проводится уже по объемам ячеек  $V$ ,  $V'$ , между которыми имеется магнитостатическое взаимодействие.

Тогда размагничивающее поле, действующее на элемент  $\alpha$ , можно вычислить по формуле:

$$\vec{H}_a^{demag} = -\sum_\beta \vec{M}'_\beta \cdot N_{\alpha\beta}. \quad (2.3.14)$$

А вклад магнитостатической энергии можно представить как:

$$E_{demag} = -\frac{\mu_0}{2} \sum_{\alpha, \beta} \vec{M}_\alpha \cdot N_{\alpha\beta} \cdot \vec{M}'_\beta \cdot V. \quad (2.3.15)$$

Здесь суммирование ведется по всем элементам объема.

Данные вычисления размагничивающих тензоров были проделаны в работе [78], и готовые выражения были использованы в программе MICROMAG. Для сокращения времени счета, все времязатратные вычисления тензоров делаются перед основным расчетом, и результаты сохраняются в двумерном массиве.

Для нахождения временной эволюции намагниченности в образце проводится численное решение уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта методом Эйлера:

$$\vec{M}_i^{t+\Delta t} = \vec{M}_i^t + \Delta t \cdot \frac{d\vec{M}_i}{dt}. \quad (2.3.16)$$

Временной шаг выбирается достаточно малым, чтобы обеспечить численную стабильность алгоритма. Практические расчеты показали, что это условие соблюдается при выборе временного шага  $\Delta t$  в диапазоне  $10^{-15}$  –  $10^{-13}$  с. В процессе временной эволюции полная энергия системы уменьшается. Таким образом, для достижения состояния локального минимума достаточно остановить итерации при выполнении условия  $\vec{m} \times \vec{H}_{eff} = 0$ , зануления моментов сил, действующих на все ячейки. На практике выбирают критическую остановку процедуры минимизации, так чтобы максимальный момент силы на ячейку был менее  $10^{-5}$  (Н·м).

Данный комплекс программ реализует алгоритм численного решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта для микромагнитной среды. Исследуемая система может быть представлена как совокупность объемов прямоугольной формы, содержащих различные магнитные материалы. Для пространственной дискретизации использована прямоугольная сетка. Программный комплекс реализован на языке высокого уровня Фортран 90 с использованием элементов

объектно-ориентированного программирования. Блок-схема программы представлена на Рисунке 2.3.1.

Для того чтобы убедиться в правильности работы программного комплекса проводилось его тестирование на стандартных примерах путем сравнения получаемых результатов с данными программы ООММФ, которая в свою очередь верифицировалась с помощью сравнения с экспериментом.

Данная работа является исключительно теоретической, но теория всегда должна быть проверена экспериментом. Поэтому для проверки работы программного комплекса ООММФ мы взяли результаты работы [79], в которой подробно описывается проведенный эксперимент и его результаты. При эксперименте предварительно проводилось намагничивание образца в плоскости образца параллельно и перпендикулярно длинной стороне образца.

Известно, что магнитная система может находиться в различных состояниях, соответствующих различным локальным минимумам полной энергии. Этот факт лежит в основе явления гистерезиса. Таким образом, распределение намагниченности в нулевом внешнем поле зависит от предыстории образца. Для проведения тестирования модели необходимо гарантировать, что модельная система и экспериментальный образец находятся в одинаковом магнитном состоянии. С этой целью, как в рамках микромагнитного моделирования, так и в реальном эксперименте необходимо проводить одинаковую обработку исследуемого образца в магнитном поле.



Рисунок 2.3.1. Блок-схема программы MICROMAG [77]

На Рисунке 2.3.2А представлены экспериментальные результаты для образца с теми же размерами, которые были использованы для микромагнитного моделирования. Перед проведением эксперимента образец был намагничен вдоль длинной стороны образца, после чего магнитное поле было уменьшено до нуля. Затем проведено сканирование поля рассеяния над образцом. На рисунке светлые и темные области соответствуют различным магнитным полюсам. Стрелками показано локальное направление вектора намагниченности. Для сравнения на Рисунке 2.3.2Б представлены результаты микромагнитного моделирования с помощью программного комплекса OOMMF для образца с теми же размерами и с такой же магнитной предысторией.

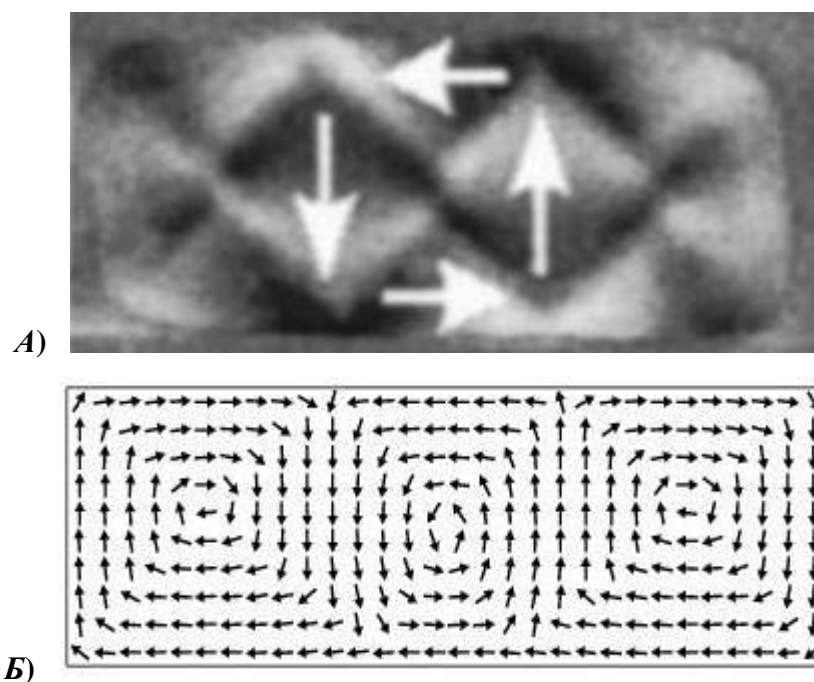


Рисунок 2.3.2. Экспериментальные результаты (А) [79] и результаты микромагнитного моделирования (Б) распределения векторов намагниченности для образца железа, предварительно намагниченного вдоль длинной стороны образца

На рисунках представлено образование доменной структуры, в которой четко видны три магнитных вихря. Результаты микромагнитного моделирования с хорошей точностью повторяют распределение намагниченности, полученное в эксперименте.

На Рисунке 2.3.3А приведены экспериментальные результаты для образца с теми же размерами, но с другой магнитной предысторией. В этом случае перед сканированием образец был намагничен в направлении, перпендикулярном длинной стороне образца, после чего магнитное поле было уменьшено до нуля. Для сравнения на Рисунке 2.3.3Б представлены результаты микромагнитного моделирования также с помощью программы OOMMF для образца с теми же размерами и с такой же магнитной предысторией.



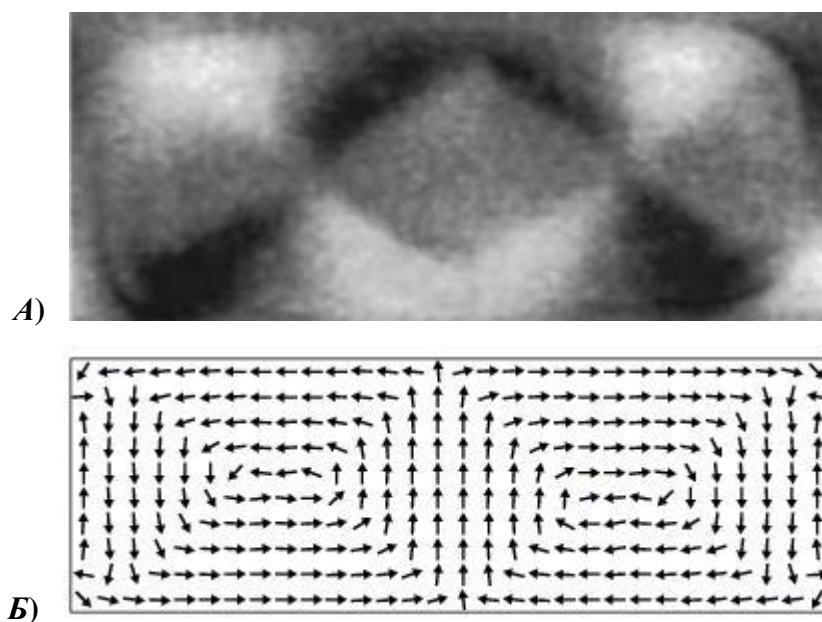


Рисунок 2.3.3. Экспериментальные результаты (А) [79] и результаты микромагнитного моделирования (Б) распределения векторов намагниченности для образца железа, предварительно намагниченного перпендикулярно длинной стороне образца

На рисунке 2.3.3. показано образование доменной структуры, в которой видны два магнитных вихря. Результаты микромагнитного моделирования с хорошей точностью повторяют распределение намагниченности, которое получено в эксперименте.

Результаты, вышеописанного сравнительного анализа, подробно изложены в работе [80].

Программный комплекс OOMMF также широко используется в научном сообществе для моделирования микромагнитных процессов, и, как описано выше, хорошо показал себя в сравнении с экспериментальными данными, поэтому именно этот программный комплекс был использован для верификации программы MICROMAG [19].

На Рисунке 2.3.4 представлен образец, использованный для тестирования программы.

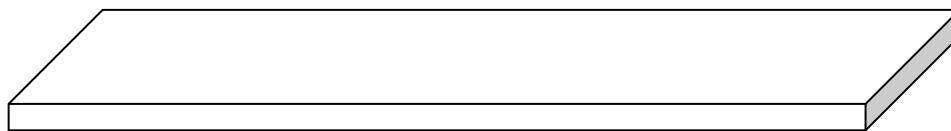


Рисунок 2.3.4. Образец для проведения тестирования в виде однослойного кусочка пермаллоя в форме параллелепипеда (ширина 100 нм, длина 300 нм, толщина 10 нм)

Для проведения микромагнитных расчетов в программе MICROMAG использовалась прямоугольная сетка с размерами  $10 \times 10 \times 10$  нм. Для описания слоя пермаллоя использованы следующие модельные параметры: параметр обменного взаимодействия  $A = 3,0 \times 10^{-11}$  Дж/м, параметр одноосной магнитной анизотропии слоя пермаллоя  $K = 500$  Дж/м<sup>3</sup>, намагниченность насыщения  $M_s = 8,6 \times 10^5$  А/м; константа демпфирования  $\alpha = 0,5$ . Те же параметры использованы и в программе OOMMF.

В качестве исходного состояния намагниченности выбрана ориентация всех магнитных моментов вдоль вертикальной оси Y.

Результаты расчетов с использованием двух альтернативных программ (OOMMF и MICROMAG) представлены в Таблице 2.3.1 и на Рисунке 2.3.5.

Таблица 2.3.1. Сравнение основных вкладов в полную энергию и максимального угла разориентации спинов, полученных с использованием OOMMF и MICROMAG

Параметр	OOMMF	MICROMAG
$E_{\text{tot}}$ (Дж/м <sup>3</sup> )	34 784.7	36 002.7
$E_e$ (Дж/м <sup>3</sup> )	7780.9	7410.8
$E_a$ (Дж/м <sup>3</sup> )	318.1	326.3
$E_d$ (Дж/м <sup>3</sup> )	26 685.7	28 265.6
Max. angle (degree)	27.2	23.8

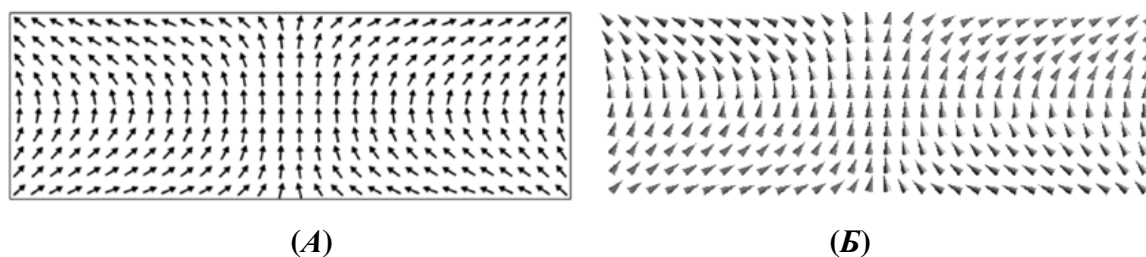


Рисунок 2.3.5. Сравнение картин намагничивания прямоугольной полоски из пермаллоя, полученное с использованием программы OOMMF (А) и программы MICROMAG (Б)

Как видно из приведенного сравнения, разработанный нами программный комплекс, на данном примере, обеспечивает удовлетворительное согласие по всем параметрам с известной программой OOMMF. Это показывает, что основные алгоритмы вычислений выполняются без ошибок.

Однако, несмотря на все преимущества вышеописанных программных комплексов наиболее современным, быстрым и удобным является программный комплекс MUMAX3 [18], с помощью которого нами было изучено движение доменной стенки в тонком ферромагнитном нанопроводе и оценена скорость ее движения. Данный программный комплекс имеет аналогичную методику, используемую OOMMF. Однако, для моделирования нестандартных задач, непредусмотренных коммерческими программными комплексами, была использована программа MICROMAG.

#### 2.4. Метод упругой цепочки и NEB\_MICROMAG

Для анализа рельефа энергетической поверхности магнитной наноструктуры возможно использование различных подходов. Наиболее простой способ – это поиск локальных минимумов системы, путем минимизации ее энергии, стартуя с различных начальных конфигураций намагниченности. Для минимизации полной энергии системы достаточно численно решать уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта [19] и наблюдать временную эволюцию системы. В результате система сваливается в ближайший энергетический минимум. Таким

образом, повторяя расчет многократно, начиная каждый раз с какого-нибудь хорошо определенного начального состояния намагниченности можно осуществлять поиск и каталогизацию возможных локальных минимумов системы.

Другой способ получения информации о топологии энергетической поверхности – это расчет кривой магнитного переключения нанозлемента из одного устойчивого состояния в другое с помощью внешнего однородного поля. При этом наблюдаемый гистерезис кривой перемангничивания указывает на наличие неоднородного рельефа энергетической поверхности.

И, наконец, третий возможный метод анализа энергетики системы – это нахождение путей минимальной энергии для перехода из одного магнитного состояния в другое. Этот метод может дать информацию о величине энергетического барьера, разделяющего разные состояния.

Важная характеристика ячейки памяти – это ее термическая стабильность, т.е. способность сохранять информацию длительное время при комнатной температуре. Термическая стабильность записи зависит от глубины энергетического минимума, используемого для кодирования информации. Если энергетический барьер между разными состояниями намагниченности достаточно высок (много выше  $kT$ ), то температурные флуктуации не смогут перебросить систему в другой энергетический минимум, и этим испортить запись. Таким образом, для оценки термической стабильности ячейки памяти необходимо определить величину энергетического барьера, разделяющего соседние минимумы энергии. Для этого необходимо найти путь минимальной энергии в многомерном пространстве, в котором задана энергетическая поверхность системы. Это весьма нетривиальная задача, учитывая большую размерность такого пространства.

Возможное решение этой проблемы состоит в использовании метода релаксации упругой цепочки (Nudget Elastic Band) в микромагнитной теории. В рамках данного метода создается цепочка реплик рассматриваемой системы, соответствующих ее разным состояниям вдоль переходной траектории. Эти

реплики-состояния системы соединяются упругими пружинками, и вся цепочка натягивается между начальным и конечным минимумами энергии. Такая процедура обеспечивает прохождение цепочки реплик через седловую точку и позволяет определить путь минимальной энергии из начального состояния в конечное. Идея данного метода первоначально была заимствована из практических наблюдений методов анализа двумерных поверхностей в 3-х-мерном мире. Однако позднее она была перенесена на случай многомерных пространств. Этот метод прекрасно зарекомендовал себя в многочисленных применениях в области квантовой химии и динамики многоатомных систем. Сравнительно недавно данный метод был перенесен на случай магнитных систем [81]. В работе [82] описана процедура использования метода упругой цепочки в рамках микромагнитной модели. В случае магнитных систем в качестве координат многомерного пространства используются компоненты векторов намагниченности в различных точках пространственной сетки.

В качестве первого приближения к переходной траектории обычно используется линейная интерполяция по координатам системы. В случае магнитной системы, в качестве начального приближения, можно использовать отдельные состояния, соответствующие перемагничиванию системы путем когерентного вращения всех векторов намагниченности. Таким образом, цепочка состояний системы характеризуется набором векторов намагниченности:

$$\vec{M}_{i,k} = (M_x, M_y, M_z). \quad (2.4.1)$$

Здесь первый индекс (i) нумерует реплику в цепочке состояний, второй индекс (k) – узел сетки в пространственной решетке. В качестве примера на Рисунке 2.4.1 показана цепочка состояний для одиночного магнитного диполя. В данной цепочке имеется 20 реплик, соответствующих различным ориентациям вектора намагниченности при повороте диполя на 180 градусов.



Рисунок 2.4.1. Пример цепочки состояний намагниченности  
одиночного магнитного диполя

Релаксация цепочки состояний в многомерном конфигурационном пространстве осуществляется путем решения «модифицированного» уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта для каждого вектора намагниченности во всех точках пространственной сетки

$$\frac{\partial \vec{M}_{i,k}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{M_s} \cdot \vec{M}_{i,k} \times [\vec{M}_{i,k} \times \vec{D}_{i,k}(\vec{M})]. \quad (2.4.2)$$

Здесь  $\gamma$  – гиромагнитное отношение,  $M_s$  – намагниченность насыщения для рассматриваемого магнитного материала. Численное решение данного уравнения приводит к минимизации полной энергии цепочки состояний. При этом нормы векторов намагниченности в узлах сетки остаются постоянными.

Кроме того, концы цепочки (начальное и конечное состояния) жестко фиксированы. Изменяются лишь состояния промежуточных реплик в цепочке.

Вектор  $\vec{D}_{i,k}$  содержит 3-х мерные компоненты для всех узлов пространственной сетки. Здесь индекс ( $i$ ) нумерует реплику в цепочке, индекс ( $k$ ) номер узла сетки

$$\vec{D}_{i,k} = (\vec{D}_{i,1}, \vec{D}_{i,2}, \vec{D}_{i,3}, \dots, \vec{D}_{i,M}) \quad (2.4.3)$$

Этот вектор содержит все вклады в эффективное поле  $\vec{H}_{eff,ik}$ , действующее на данный узел, а также упругую силу со стороны пружин  $\vec{F}_{ik}$  соединяющих реплики в цепочке состояний:

$$\vec{D}_{i,k} = \left\{ \vec{H}_{eff,ik} - (\vec{H}_{eff,ik} \cdot \vec{t}_i) \cdot \vec{t}_i \right\} + \vec{F}_{ik}. \quad (2.4.4)$$

Здесь  $\vec{t}_i$  - обозначают единичные вектора касательных к переходной траектории.

Эффективное поле, действующее на данную реплику цепочки, представляет собой взятую со знаком минус функциональную производную полной энергии системы:

$$\vec{H}_{eff} = -\frac{\partial E_{tot}}{\partial \vec{M}} = \vec{H}_{exch} + \vec{H}_{demag} + \vec{H}_{anis} + \vec{H}_{ext}. \quad (2.4.5)$$

Эта величина содержит вклады от всех четырех слагаемых вкладов в полную энергию в микромагнитной модели. Здесь  $\vec{H}_{exch}$  – обменное поле,  $\vec{H}_{demag}$  – размагничивающее поле,  $\vec{H}_{anis}$  – поле магнитокристаллической анизотропии,  $\vec{H}_{ext}$  – внешнее магнитное поле.

Для расчета векторов касательных к траектории используются следующие выражения:

$$\vec{t}_i = \begin{cases} \frac{\vec{M}_{i+1} - \vec{M}_i}{\|\vec{M}_{i+1} - \vec{M}_i\|} & E(\vec{M}_{i-1}) < E(\vec{M}_i) < E(\vec{M}_{i+1}) \\ \frac{\vec{M}_i - \vec{M}_{i-1}}{\|\vec{M}_i - \vec{M}_{i-1}\|} & E(\vec{M}_{i-1}) > E(\vec{M}_i) > E(\vec{M}_{i+1}) \\ \frac{\vec{M}_{i+1} - \vec{M}_{i-1}}{\|\vec{M}_{i+1} - \vec{M}_{i-1}\|} & E(\vec{M}_{i-1}) < E(\vec{M}_i) > E(\vec{M}_{i+1}) \cup E(\vec{M}_{i-1}) > E(\vec{M}_i) < E(\vec{M}_{i+1}) \end{cases} \quad (2.4.6)$$

Эти выражения предотвращают образование ступенек вдоль цепочки состояний. Сила, действующая на реплику со стороны пружинок в цепочке, вычисляется по формуле Гука (для упругих пружин). На каждую реплику действуют силы со стороны двух пружин, соединяющих их с соседями:

$$\vec{F}_i = \frac{k}{\mu_0} \left( \|\vec{M}_{i+1} - \vec{M}_i\| - \|\vec{M}_i - \vec{M}_{i-1}\| \right) \frac{\vec{t}_i}{\|\vec{t}_i\|}. \quad (2.4.7)$$

Здесь  $k$  – коэффициент жесткости пружин,  $\mu_0$  – магнитная постоянная. Вектор  $\vec{t}_i$  определяет направление действия силы пружины. Этот вектор вычисляется по следующему правилу:

$$\vec{t}_i = \begin{cases} \vec{t}_i^+, & E(\vec{M}_{i-1}) < E(\vec{M}_i) < E(\vec{M}_{i+1}) \\ \vec{t}_i^-, & E(\vec{M}_{i-1}) > E(\vec{M}_i) > E(\vec{M}_{i+1}) \end{cases} \quad (2.4.8)$$

где  $\vec{\tau}_i^+ = \vec{M}_{i+1} - \vec{M}_i$  и  $\vec{\tau}_i^- = \vec{M}_i - \vec{M}_{i-1}$

Данный формализм был реализован нами на базе программного комплекса MICROMAG [19] на языке Intel Visual Fortran с использованием элементов объектно-ориентированного программирования. В результате был разработан и отлажен программный комплекс NEB\_MICROMAG. Все расчеты, представленные в данной работе, были проведены с использованием комплексов MICROMAG (поиск локальных минимумов и расчет петель гистерезиса) и комплекса NEB\_MICROMAG [20] (нахождение путей минимальной энергии (Minimal Energy Path)).

Верификацию данной программы проводили путем сравнения полученных результатов, для стандартного образца однослойного острова пермаллоя квадратной формы с данными, полученными другими авторами. Такое сравнение показало хорошее согласие переходной траектории и профиля энергии вдоль этого пути с данными работы [83].



## Глава 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В ОДНОСЛОЙНЫХ ОБРАЗЦАХ

### 3.1. Движение доменной стенки в ферромагнитных нанопроводах

Динамика магнитных доменных границ в ферромагнитных нанопроводах под действием внешних магнитных полей [84 – 94] и спин-поляризованных токов [5, 37, 94 – 100] является важной проблемой микромагнетизма и спинтроники как фундаментального физического явления.

В микромагнитном моделировании достаточно эффективно можно рассмотреть динамику перемагничивания очень узких (менее 40 нм) ферромагнитных проводов. В описываемом эксперименте расчет проводился как для изолированного конечной длины нанопровода без утолщений на концах, так и для ферромагнитной нанопровода с затравочной частью на одном из концов, представленной на Рисунке 3.1.1.



Рисунок 3.1.1. Изображение ферромагнитной нанопровода

Затравочная часть необходима для стимулирования процессов перемагничивания. При ее отсутствии доменная стенка зарождается на обоих концах нанопровода. Распространение доменной стенки в такой структуре происходит под действием внешнего магнитного поля. Домены с ориентацией, соответствующей направлению внешнего поля, зарождаются в затравочной части нанопровода, которая обладает более низкой коэрцитивностью.

Данное микромагнитное моделирование было проведено с целью определения скорости движения доменной стенки в таких конструкциях.

В последнее время интерес к исследованию динамики движения доменных стенок значительно возрос в различных областях прикладной науки. Данное направление очень перспективно для магнитной записи информации, увеличивает объемы хранимой информации и скорости обмена с внешними устройствами. При введении такого способа записи отпадает необходимость использования оперативного запоминающего устройства, так как система может напрямую обращаться к жесткому диску без потерь времени.

Магнитные и электрические характеристики ферромагнитной системы, размерность которой меньше, чем ширина доменной стенки ( $\sim 0,1$  мкм), начали привлекать внимание исследователей. Могут иметь место новые явления, которые не были ожидаемы в образцах реальных размеров, при использовании малых элементов, расположенных на очень близких расстояниях. Для понимания таких феноменов очень важно изучить доменные конфигурации и механизм высокоскоростного движения доменной стенки в этих системах. Так как размер ферромагнитных элементов меньше субмикронного, доменные конфигурации сильно зависят от размера и формы магнитного образца. Поэтому для столь сложного и важного эксперимента выбрано микромагнитное моделирование, в котором возможно задание необходимых параметров в идеале и исключение погрешностей и влияния внешних условий.

При микромагнитном моделировании конечной длины нанопровода без утолщений на концах зарождение движущихся доменных стенок наблюдалось при переключении внешнего магнитного поля на обоих концах нанопровода. Критическое внешнее поле для зарождения движущейся доменной стенки 200 мТл. Поле выбрано именно таким, так как эта характеристика является одной из самых существенных и напрямую связана со скоростью движения доменной стенки. Маленькое поле недостаточно для перемагничивания, а при его значительном увеличении – все вектора перемагничиваются одновременно и эффекта движения доменной стенки не наблюдается.

Для микромагнитного моделирования использовались два программных комплекса: OOMMF и MICROMAG. Две программы использовались для контроля полученных результатов и точности измерений.

При микромагнитном моделировании образец делился на ячейки. Каждая ячейка предполагалось имеет однородную намагниченность и описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта. Для наивысшей точности размер ячейки должен быть наименьшим. В нашем эксперименте ячейка =  $10 \text{ нм}^3$ .

Материальные параметры, использованные для расчета  $M_s = 800 \cdot 10^3 \text{ А/м}$ ,  $A = 13 \times 10^{-12} \text{ Дж/м}$ ,  $K = 0$ . Шаг сетки составлял  $10 \text{ нм}$ .

Первоначальные расчеты для изолированного образца пермаллоя прямоугольной формы с размерами  $1700 \times 20 \times 10 \text{ нм}$  показали, что включение внешнего магнитного поля приводит к возникновению и движению доменных стенок на обоих концах нанопровода. Эти стенки перемещались навстречу друг другу до аннигиляции в центре. На рисунке 3.1.2 показан один из промежуточных моментов этого процесса. Критическое внешнее поле для зарождения движущейся доменной стенки для данного образца составило  $200 \text{ мТл}$ .



Рисунок 3.1.2. Движение доменной стенки в изолированном нанопроводе конечной длины

Однако, для более точной оценки скорости движения доменной стенки необходимо было добиться зарождения доменной стенки с одного конца нанопровода. С этой целью геометрия образца была изменена так, чтобы нарушить зеркальную симметрию. Это было достигнуто путем создания специального утолщения на одном конце нанопровода (затравочной части). Затравочная часть необходима для стимулирования процессов перемагничивания нанопровода. Домены с ориентацией, соответствующей направлению

перемагничивания поля, сначала зарождаются в затравочной части нанопровода, которая обладает более низкой коэрцитивностью.

Для этого образца размер затравочной части был равен  $200 \times 400 \times 10$  нм; размеры участка нанопровода те же, что и в предыдущем эксперименте. Проведенные расчеты показали, что, как и ожидалось, доменная стенка зарождается в затравочной части и затем движется в направлении поля, пока не достигнет конца нанопровода. На Рисунке 3.1.3 представлены картины распределения намагниченности в нанопровode в последовательные моменты времени 0, 10, 20, 30, 40, 50 и 60 пс.

При проведении микромагнитного моделирования к образцу было приложено поле 200 мТл в направлении, противоположном его первоначальной намагниченности. Зная расстояние, на которое доменная стенка смещается, и интервал времени можно оценить ее скорость.

Представленные результаты позволяют оценить скорость движения доменной стенки  $\approx 30$  м/с. Полученные результаты достаточно точно согласуются с результатами, полученными авторами в [101].

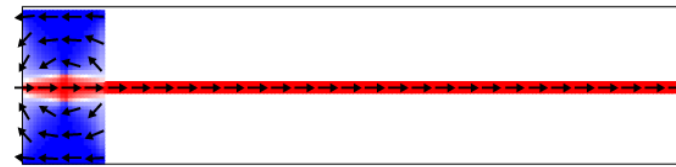
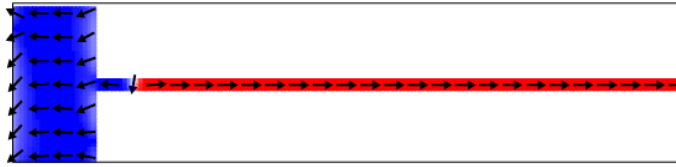
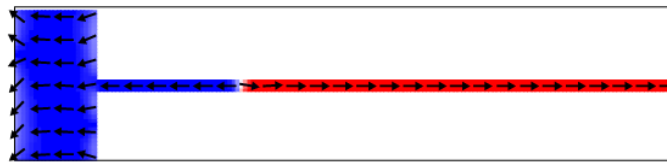
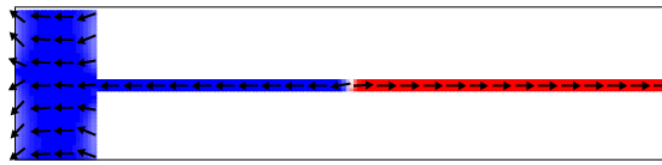
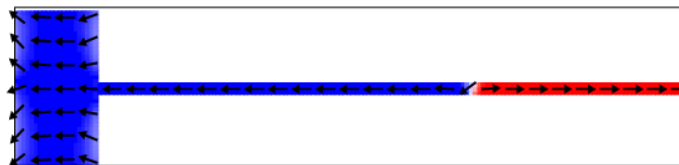
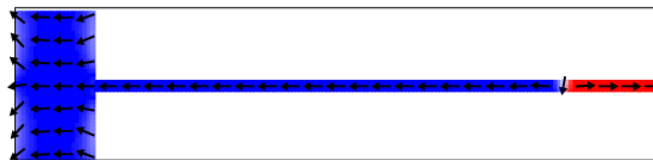
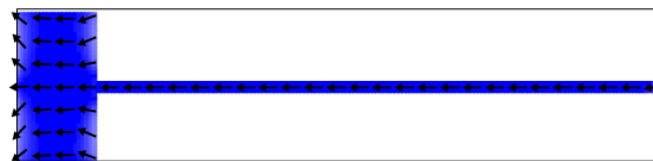
 $t = 0$  $t \approx 10 \text{ ns}$  $t \approx 20 \text{ ns}$  $t \approx 30 \text{ ns}$  $t \approx 40 \text{ ns}$  $t \approx 50 \text{ ns}$  $t \approx 60 \text{ ns}$ 

Рис. 3.1.3. Движение доменной стенки в образце с затравкой на одном конце

### 3.2. Прецессия доменной стенки в узком магнитном нанопроводе

В настоящее время хорошо известно, что в однослойных нанопроводах (на основе тонких магнитных пленок) могут существовать два основных типа доменных стенок: поперечные доменные стенки (ПДС) и вихревые доменные стенки (ВДС) в зависимости от геометрии системы [34, 35] (данные виды стенок подробно описаны в параграфе 1.3). ПДС являются преобладающими для узких (менее 100 нм) и тонких нанопроводов, тогда как ВДС доминируют в случае широких и толстых нанопроводов.

С точки зрения возможных применений наибольший интерес представляют узкие нанопровода, так как они обеспечивают более высокие плотности записи информации. Поэтому в этом параграфе мы подробно рассмотрим узкие магнитных нанопровода, где доминируют ПДС.

Рассматриваемая модельная система состояла из однослойного пермаллового нанопровода прямоугольной формы с прямоугольным уширением с левого конца (затравочная часть). Данное уширение необходимо для нарушения симметрии системы и облегчения процесса зарождения доменной стенки. Общий вид модели показан на Рисунке 3.2.1.

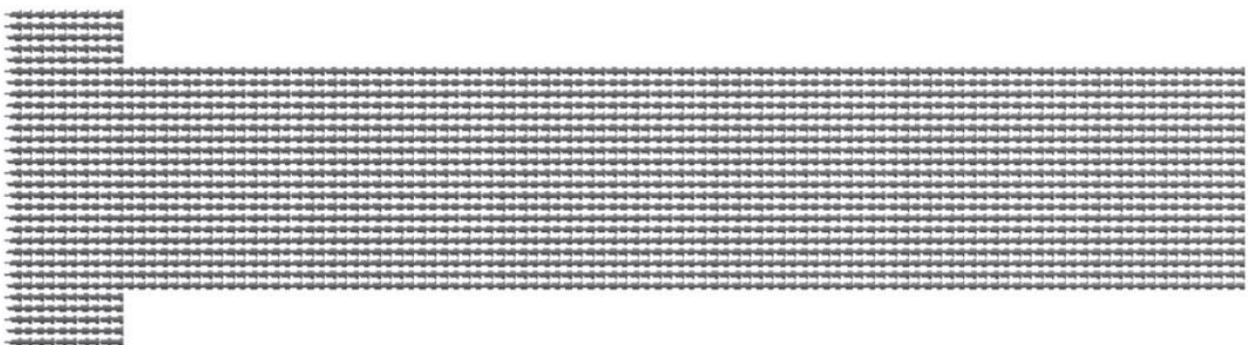


Рисунок 3.2.1. Общий вид модели. Конусы обозначают векторы намагничивания, расположенные в узлах пространственной сетки

Нанопровод имел следующие размеры: длина от 200 до 1600 нм, ширина от 10 до 40 нм, и толщина от 5 до 10 нм.

Для упрощения анализа в расчетах полностью пренебрегали магнитокристаллической анизотропией, положив  $K_1 = 0$ . Для описания слоя пермаллоя были использованы следующие феноменологические параметры: константа обменного взаимодействия  $A = 13 \times 10^{-12}$  Дж/м, константа одноосной анизотропии  $K_1 = 0$ , намагниченность насыщения  $M_s = 8 \times 10^5$  А/м, константа демпфирования  $\alpha = 0,5$ . Размер пространственной сетки составлял  $2 \times 2 \times 5$  нм. Для обеспечения надежности получаемых результатов расчеты были выполнены с использованием двух независимых программ микромагнитного моделирования: 1) комплекса собственной разработки MICROMAG [19], 2) широко известной программы микромагнитного моделирования MUMAX3 [18].

В начальный момент времени система была намагничена до насыщения, так что все вектора намагниченности направлены влево. На Рисунке 3.2.1 показан общий вид модели в начальном состоянии. Затем включается внешнее магнитное поле противоположного направления величиной около 0,1 Тл. При этом производится выдача конфигурации системы каждые 100 фемтосекунд. Полученные данные анализировали с использованием программ визуализации полей намагничения. При переключении поля наблюдается первичное зарождение домена противоположного направления в левой части нанопровода, т.е. в затравочной части. Далее в нанопроводе формировалась поперечная доменная стенка характерного вида, представленная на Рисунке 3.2.2.

Поперечная доменная стенка характеризуется определенной киральностью, которая определяет направление поворота вектора намагниченности при пересечении центра стенки. Например, на Рисунке 3.2.2 вектор намагниченности поворачивается против часовой стрелки при пересечении стенки.

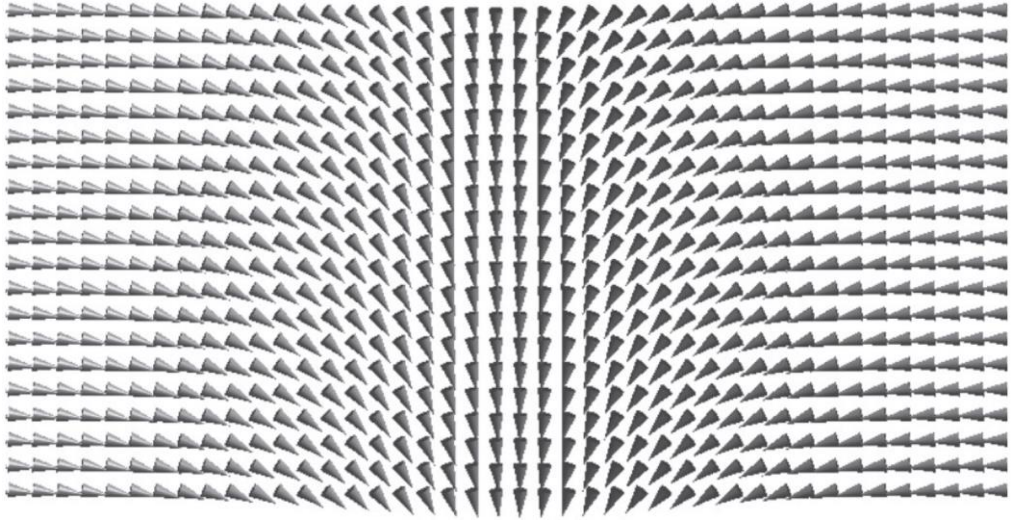


Рисунок 3.2.2. Распределение намагничивания в области поперечной 180-градусной доменной стенки (голова-голова)

Как известно, ПДС наблюдаются в узких (менее 100 нм) и тонких (менее 20 нм) нанопроводах. При этом под воздействием внешнего поля переключения такая доменная стенка (ДС) движется путем параллельного переноса. Однако при переходе в область очень узких (менее 40 нм) нанопроводов нами обнаружен новый механизм перемещения ПДС. Этот механизм характеризуется сочетанием участков параллельного переноса с периодическим переворотом (прецессией) доменной стенки. В процессе такого переворота меняется киральность доменной стенки. Схематически этот механизм представлен на Рисунке 3.2.3. Конусы обозначают позицию и ориентацию в пространстве вектора намагниченности в центре поперечной доменной стенки. При этом участки параллельного переноса сменяются зонами переворота доменной стенки.



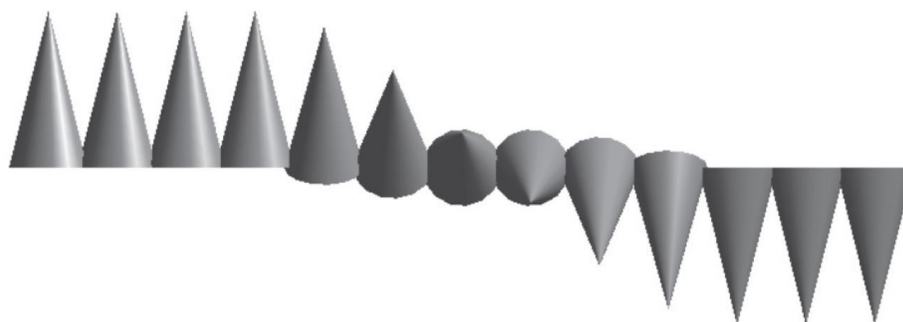


Рисунок 3.2.3. Схематическое представление механизма прецессии ПДС

Более детальная информация о механизме такого переворота была получена путем визуализации полей намагничивания, записываемых с меньшим интервалом времени. На Рисунке 3.2.4 представлена последовательность снимков системы в процессе переворота стенки.

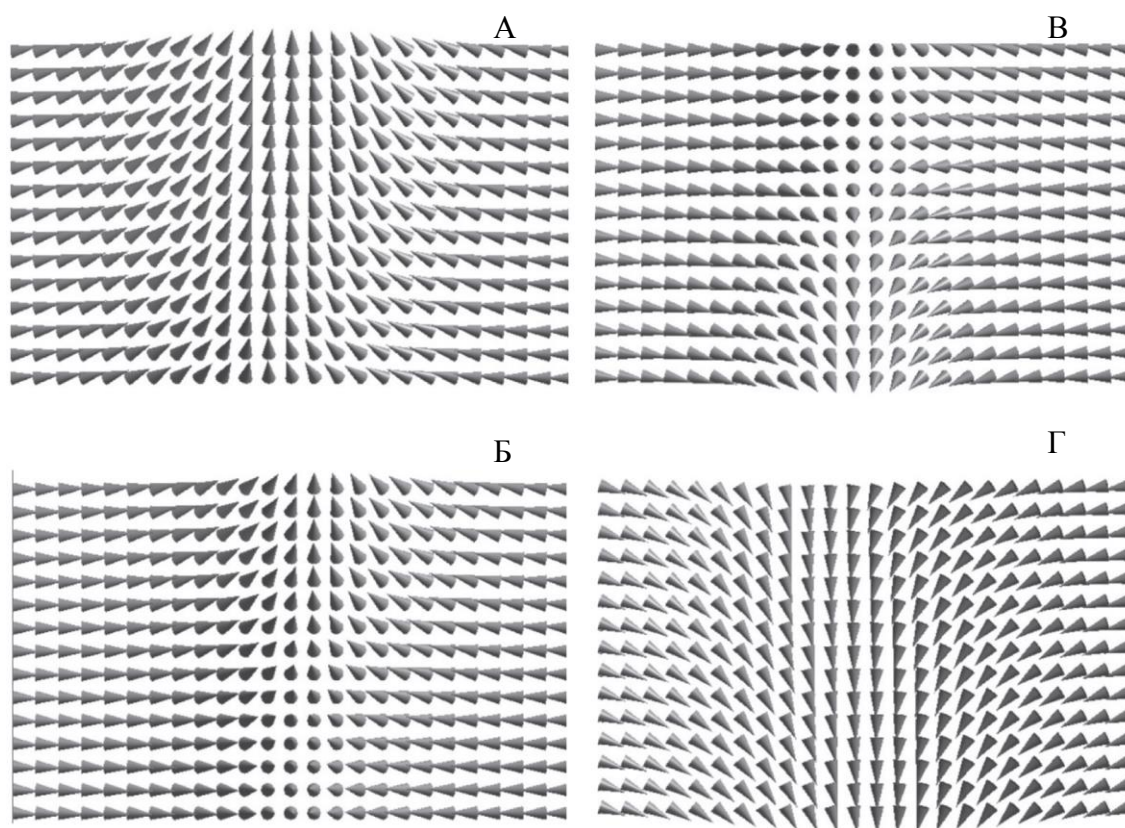


Рисунок 3.2.4. Последовательность снимков (А→Б→В→Г) области доменной стенки в процессе ее разворота

Анализ рисунков показывает, что переворот доменной стенки происходит при постепенном повороте части векторов в центре доменной стенки сначала

в вертикальное положение, а затем в противоположное направление. Таким образом, данный процесс нельзя свести к вращению спинов, когда все они поворачиваются синхронно.

Экспериментально, используя комбинацию квазистатических и реальных методов измерения, авторы работы [38] показали, как доменная стенка перемещается вдоль пермаллового нанопровода с периодическим изменением киральности. Частота этого переворота увеличивалась линейно с полем.

В связи с имеющимися в литературе экспериментальными результатами, подтверждающими результаты микромагнитного моделирования, полученного в данной работе, важным параметром, характеризующий такой процесс, является интервал времени между последовательными переворотами. Этот интервал времени можно назвать периодом прецессии доменной стенки. Он зависит от толщины провода, его ширины, величины внешнего поля и от величины константы демпфирования в уравнении Ландау-Лифшица-Гильберта. Далее обсудим каждую такую зависимость отдельно.

Рассмотрим зависимость периода прецессии доменной стенки от основных параметров задачи. При получении данных результатов каждый раз изменялся только один параметр, все остальные были фиксированы.

**Зависимость от ширины.** Ширина нанопровода сильно влияет на поведение доменной стенки. В широком нанопровode (более 100 нм) преобладающим видом доменной стенки является вихревая. В данной работе мы ограничились рассмотрением только поперечных доменных стенок (ПДС) и соответственно проводили микромагнитное моделирование только для узких нанопроводов. Согласно расчетам, чем уже нанопровод, тем меньше период прецессии. В достаточно широком нанопровode ДС движется в основном путем параллельного переноса и лишь изредка совершает переворот. И, наоборот, в очень узких нанопроводах ДС непрерывно прецессирует. Соответствующая зависимость представлена на Рисунке 3.2.5.

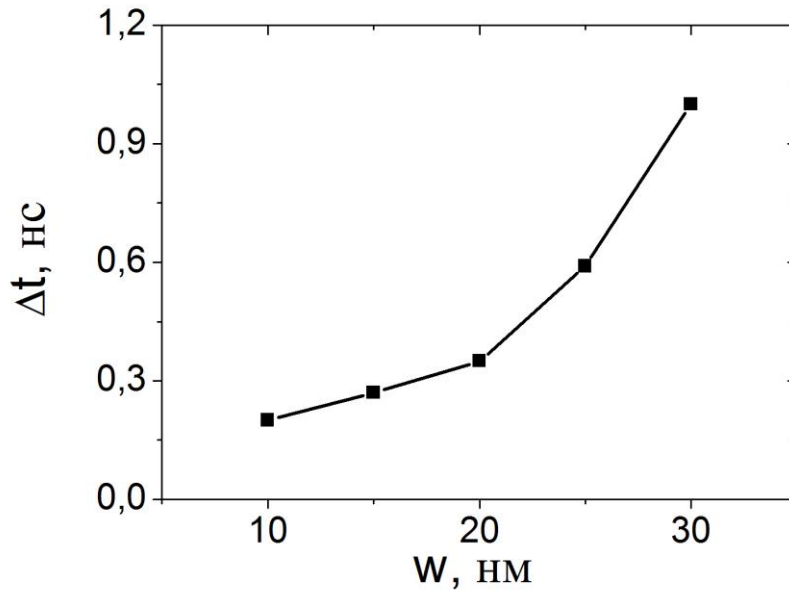


Рисунок 3.2.5. Зависимость периода прецессии от ширины нанопровода при одинаковых прочих параметрах

Анализ данного рисунка показывает, что с увеличением ширины нанопровода интервал прецессии также растет. При получении данной зависимости все остальные параметры были фиксированы: длина 1600 нм, толщина 10 нм, величина внешнего поля 0,1 Тл, константа демпфирования 0,5.

**Зависимость от внешнего поля.** Величина внешнего поля переключения является решающим фактором, определяющим динамику ДС в нанопроводе. Зависимость периода прецессии от этого параметра представлена на Рисунке 3.2.6. При получении данной зависимости все остальные параметры были фиксированы: длина 1600 нм, ширина 30 нм, толщина 10 нм, константа демпфирования 0,5.

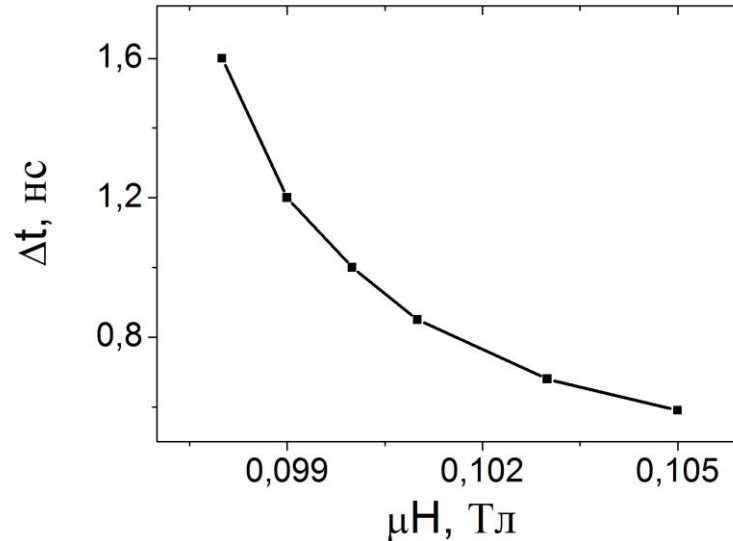


Рисунок 3.2.6. Зависимость периода прецессии от величины внешнего поля при одинаковых прочих параметрах

Данная зависимость имеет типичный вид обратной пропорции. Данный вид зависимости характерен для ларморовой прецессии (частота пропорциональная полю). Однако необходимо отметить существенную разницу. В широких нанопроводах характер движения ДС сильно отличается от обычной прецессии. При этом отмечается наличие протяженных участков параллельного переноса, чередуемых переворотами.

**Зависимость от константы демпфирования.** Другой важный параметр, который влияет на характер движения доменной стенки в нанопроводе – это величина константы демпфирования –  $\alpha$ . Этот параметр определяет динамику вектора намагничивания и входит во второе слагаемое в уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта. Это феноменологический параметр, который определяет время релаксации в системе и характеризует скорость диссипации энергии за счет контакта с тепловым резервуаром. На Рисунке 3.2.7 представлена зависимость периода прецессии от константы демпфирования.

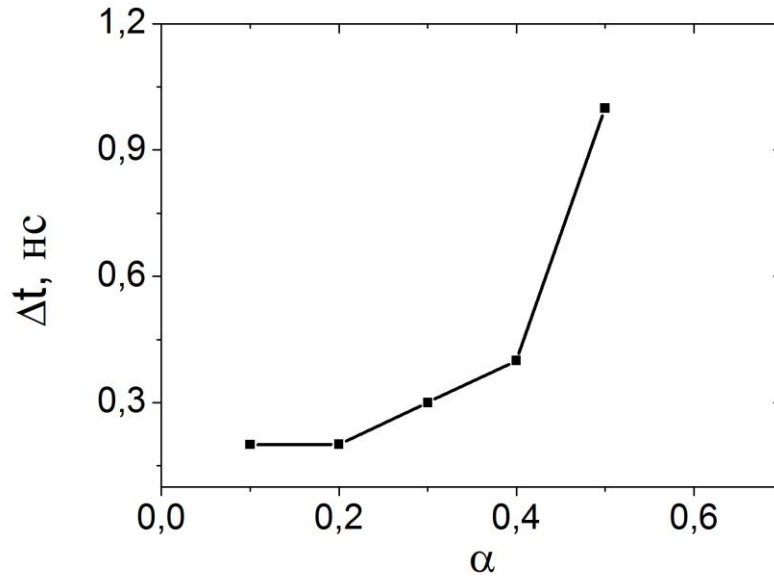


Рисунок 3.2.7. Зависимость периода прецессии от константы демпфирования при одинаковых прочих параметрах.

При получении данной зависимости все остальные параметры были фиксированы: длина 1600 нм, ширина 30 нм, толщина 10 нм, внешнее поле 0.1 Тл. Анализ этого рисунка показывает, что период прецессии растет с ростом константы демпфирования.

Все вышеописанные результаты подробно изложены в работе [102].

Таким образом, методом микромагнитного моделирования исследована динамика движения поперечной доменной стенки в узком нанопроводе под действием внешнего магнитного поля переключения. Обнаружен факт регулярной прецессии доменной стенки. Показано, что переворот доменной стенки происходит постепенно за счет последовательного коллективного вращения спинов в области ее центра. Установлено, что период прецессии растет с увеличением ширины нанопровода и уменьшается с ростом величины внешнего поля. Кроме того, этот параметр растет с увеличением константы демпфирования.

Наблюдаемый эффект прецессии доменной стенки в очень узких нанопроводах должен проявлять себя и при пропускании тока в них. Это обусловлено тем, что эффект передачи углового момента (spin torque transfer) также сводится к созданию эффективного внешнего поля, действующего

на доменную стенку. Поэтому этот эффект также должен вызывать ее перевероты. Данная информация может быть полезна при разработке и создании концепции трековой памяти.

### **3.3. Особенности энергетического рельефа прямоугольного магнитного нанострова**

Нанометровые магнитные элементы лежат в основе многих применений спинтроники. В связи с тем, что исследование энергетики магнитных наноструктур обнаружило наличие сложной системы локальных минимумов даже в относительно простых случаях [55], актуальной является задача разработки методики теоретического анализа энергетического рельефа магнитных наноструктур в рамках микромагнитной модели. Сложность данной задачи обусловлена огромной размерностью конфигурационного пространства, в котором задана энергетическая поверхность такой системы.

В данной работе рассмотрен однослойный наностров из пермаллоя прямоугольной формы, со следующими геометрическими размерами: длинная сторона 100 нм, короткая сторона 50 нм, толщина 5 нм. Поиск возможных магнитных состояний в такой наноструктуре проводился путем минимизации полной энергии системы в рамках микромагнитной модели. Для описания слоя пермаллоя использованы следующие модельные параметры: константа обменного взаимодействия  $A = 13,0 \times 10^{-12}$  Дж/м, параметр одноосной магнитной анизотропии слоя пермаллоя  $K = 0$ , намагниченность насыщения  $M_s = 8,0 \times 10^5$  А/м; константа демпфирования  $\alpha = 0,5$ . Размер сетки для пространственной дискретизации модели был выбран равным 5 нм. На рис. 3.3.1 показан внешний вид модели.

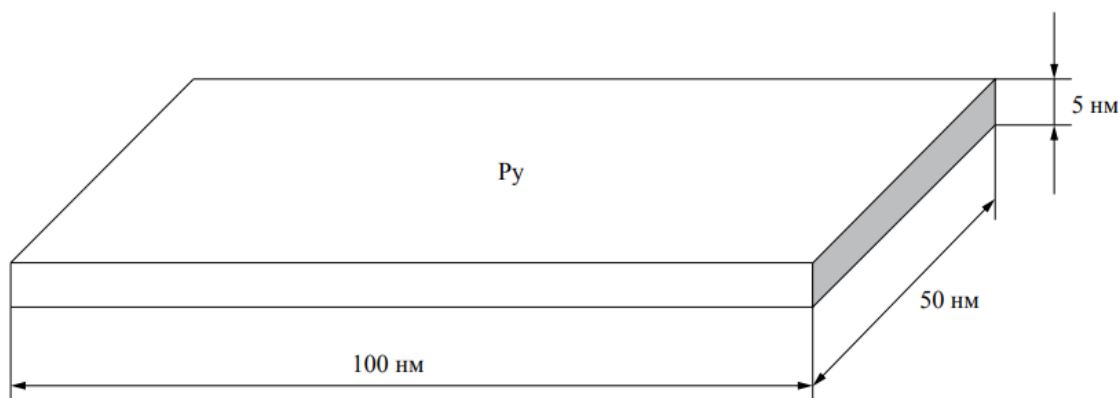


Рисунок 3.3.1. Исследуемая модель представляет собой однослойный магнитный наностров прямоугольной формы

**Поиск локальных минимумов.** На начальном этапе анализа энергетики магнитной наноструктуры использован простой метод поиска локальных минимумов в рамках микромагнитной модели. Для этого проводилась минимизация полной энергии системы, стартуя с различных начальных состояний намагниченности. Для обеспечения воспроизводимости результатов очень важно начинать минимизацию с хорошо определенного начального состояния намагниченности. В данной работе, в качестве стартовых точек таких исследований выбраны 5 различных состояний, перечисленных в Таблице 3.3.1.

Таблица 3.3.1. Результаты минимизации полной энергии для различных начальных состояний намагниченности

Начальное состояние		Конечное состояние	
Геометрия намагниченности	Полная энергия (эВ)	Геометрия намагниченности	Полная энергия (эВ)
(-1,0,0)	3,269	(-1,0,0)	3,269
(-1,1,0)	3,322	(-1,0,0)	3,269
(0,1,0)	6,729	(1,0,0)	3,269
Случайная	3,349	(1,0,0)	3,269
Вихрь	11,694	Вихрь	11,332

В результате минимизации система переходила в два различных конечных состояния, соответствующим возможным энергетическим минимумам на энергетической поверхности: 1) намагниченность вдоль длинной стороны, 2) магнитный вихрь.

Первый из этих минимумов очевиден и обусловлен анизотропией формы элемента. Второй – соответствует замыканию магнитного потока в объеме структуры. Видно, что магнитный вихрь представляет собой метастабильное состояние, так как его энергия намного выше, чем в первом случае. Эти две конфигурации намагниченности показаны на Рисунке 3.3.2.

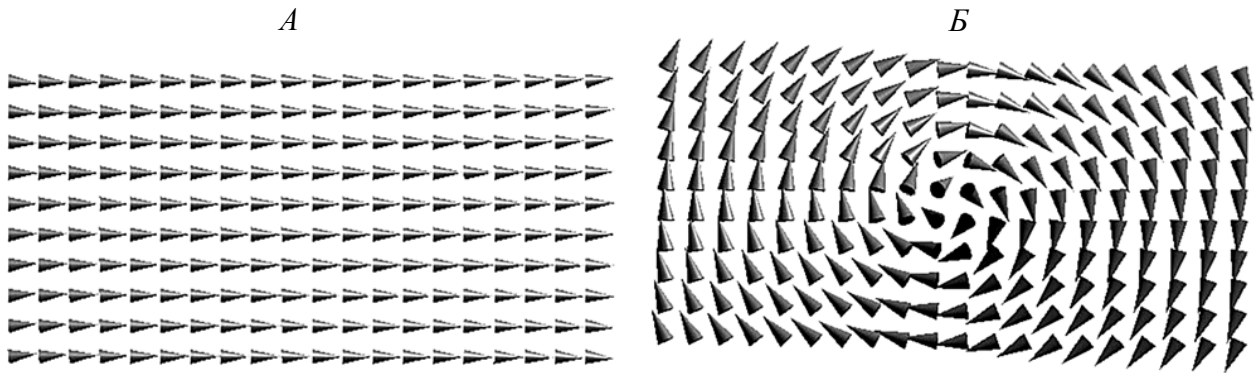


Рисунок 3.3.2. Две конфигурации намагниченности, соответствующие локальным минимумам энергии: *А*) – намагниченность вдоль длинной стороны, *Б*) – магнитный вихрь.

**Магнитное переключение внешним полем.** Энергетика магнитной системы находит свое отражение в ее реакции на внешнее поле. Наиболее наглядно картина энергетического рельефа проявляет себя в процессе магнитного переключения исследуемого образца во внешнем однородном магнитном поле. При этом получается известная петля гистерезиса системы. В рамках данной работы такой вид анализа также проведен. При этом минимизация полной энергии системы проводится при фиксированном значении внешнего поля. Таким образом, каждая точка полученной петли гистерезиса соответствует минимуму энергии системы при заданном значении внешнего поля. По сути, введение внешнего поля приводит к наклону энергетической поверхности в направлении поля. На Рисунке 3.3.3 представлены результаты такого расчета, при различных полях смещения в перпендикулярном направлении.



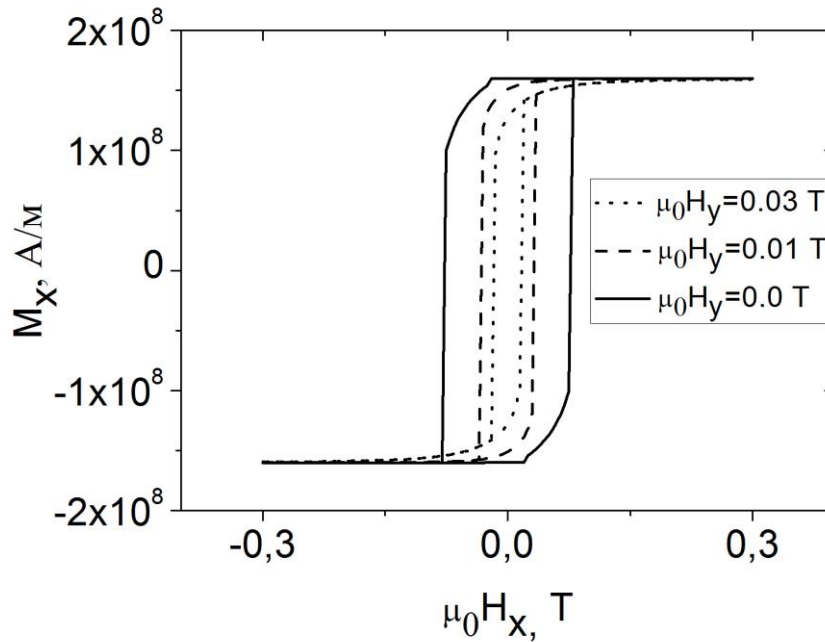


Рисунок 3.3.3 Петли гистерезиса для перемагничивания прямоугольного наноострова вдоль длинной стороны ( $H_x$ ) при разных значениях перпендикулярного поля смещения ( $H_y$ ).

Как видно, из приведенного рисунка, введение дополнительного поля смещения в перпендикулярном направлении существенно меняет форму кривой перемагничивания продольным полем (направленным вдоль длинной стороны образца). С ростом величины поля перпендикулярного смещения коэрцитивность петли гистерезиса (ширина петли) уменьшается. Это указывает на возможность снижения величины продольного поля, необходимого для переключения системы из одного стабильного состояния в другое. На Рисунке 3.3.4 представлена зависимость коэрцитивности петли для продольного перемагничивания от величины перпендикулярного поля смещения.

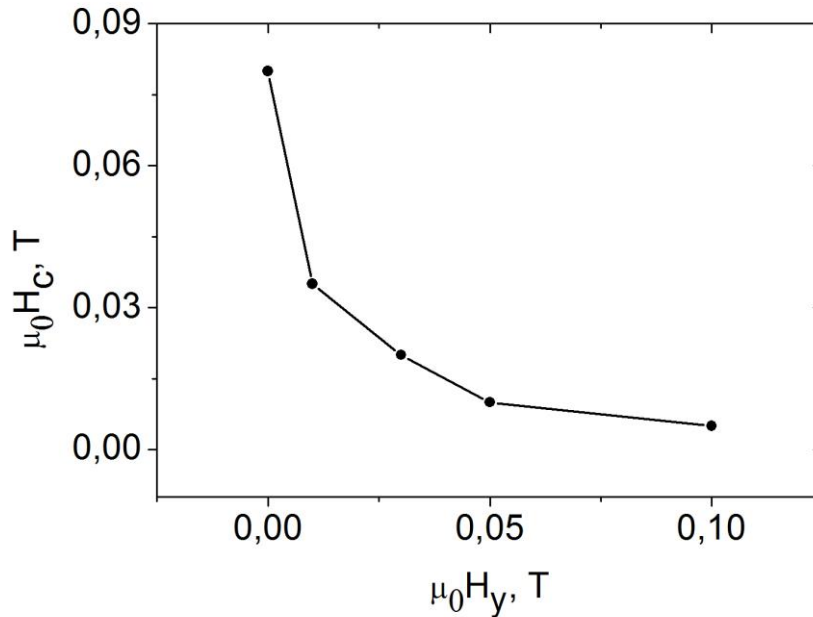


Рисунок 3.3.4. Зависимость коэрцитивного поля ( $H_c$ ) для переключения наноострова вдоль длинной стороны от величины перпендикулярного поля смещения ( $H_y$ ).

Как видно, коэрцитивность системы снижается с ростом поля смещения нелинейно (практически обратная пропорция). Введение дополнительного перпендикулярного смещения позволяет снижать величину поля продольного переключения. Этот факт может быть использован для оптимизации процессов записи информации в ячейку памяти.

**Путь минимальной энергии.** Для получения информации о высоте активационного барьера для переключения магнитной системы из одного локального минимума в другой необходимо найти Путь Минимальной Энергии (ПМЭ) (Minimal Energy Path). С этой целью в данной работе был использован метод релаксации упругой цепочки. Рассмотрен процесс переключения системы из одного стабильного состояния (продольная ориентация намагниченности вдоль длинной стороны наноострова - направо) в другое такое же состояние, но противоположной ориентации. На Рисунке 3.3.5 представлены профили энергии вдоль ПМЭ для магнитного наноострова прямоугольной формы для различных величин перпендикулярного поля смещения (направленного вдоль короткой стороны наноострова).

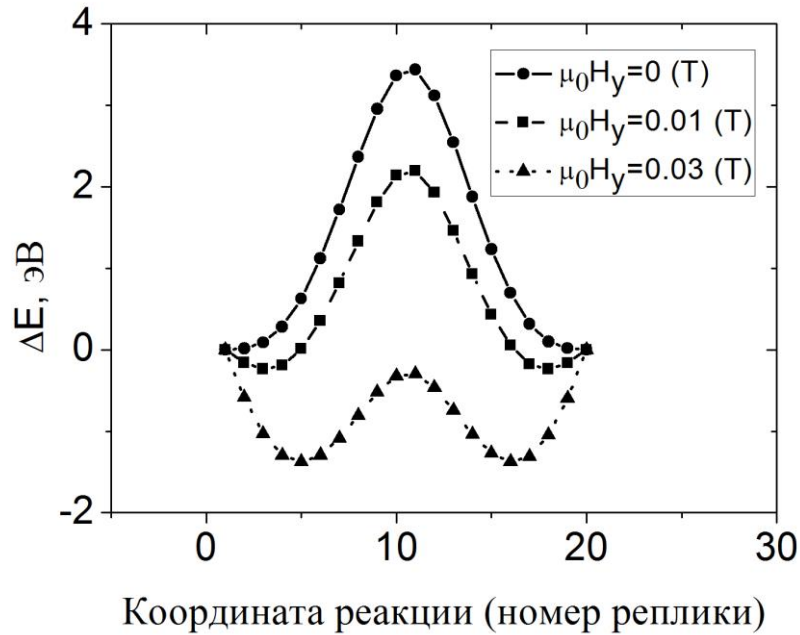


Рисунок 3.3.5. Профили энергии системы вдоль траекторий переключения (ПМЭ) для разных значений перпендикулярного поля смещения ( $H_y$ ).

Анализ приведенного рисунка показывает, что переключение магнитного состояния сопряжено с преодолением энергетического барьера. Высота барьера равная 3.44 эВ при нулевом поле перпендикулярного смещения постепенно снижается с ростом величины смещения. Этот барьер достаточно высок по сравнению с величиной тепловых флуктуаций, что может гарантировать долговременную термическую стабильность записи информации. При этом с ростом перпендикулярного смещения локальные минимумы смещаются вдоль пути минимальной энергии. Эти новые минимумы соответствуют наклону намагниченности по отношению к продольной оси.

Данные результаты также подробно изложены в работе [20].

### 3.4. Энергетика доменной стенки в магнитном нанопроводе

В данном параграфе описывается как методом микромагнитного моделирования исследована энергетика процессов магнитного переключения однослойного нанопровода из пермаллоя. Проведен анализ рельефа

энергетической поверхности данной системы методом «упругой цепочки». Используя различные пробные траектории для минимизации энергии «упругой цепочки», были найдены несколько альтернативных «путей минимальной энергии» для магнитного переключения такой системы, включающие зарождение и перемещение поперечной доменной стенки вдоль нанопровода. Рассмотрена зависимость энергетического барьера для зарождения ДС от латеральных размеров нанопровода. Кроме того, исследовано влияние внешних постоянных магнитных полей смещения (продольного и поперечного) на процессы переключения нанопровода. Показано, что наличие зарубки прямоугольной формы на длинной стороне нанопровода приводит к появлению дополнительного локального минимума на профиле энергии. Поэтому такой, искусственно созданный дефект, может использоваться для пиннинга ДС [103].

Для получения информации о высоте активационного барьера для переключения магнитной системы из одного локального минимума в другой необходимо найти ПМЭ. С этой целью в данной работе был использован метод релаксации упругой цепочки, подробно описанный в параграфе 2.4. Рассмотрен процесс переключения системы из одного стабильного состояния (продольная ориентация намагниченности вдоль длинной стороны наноострова – направо) в другое такое же состояние, но противоположной ориентации. Для запуска расчетов по поиску ПМЭ необходимо создать исходную цепочку реплик системы. Такая цепочка должна соединять стартовую точку на энергетической поверхности (локальный минимум энергии) и конечную точку пути (которая тоже расположена в другом локальном минимуме) и имитировать возможную переходную траекторию. В принципе через две точки на такой поверхности могут проходить множество ПМЭ. Однако, как известно, присущим свойством метода упругой цепочки является сходимость к ближайшему такому пути. Обычно, простая линейная интерполяция между двумя состояниями используется для генерации исходной траектории в стандартном методе «упругой цепочки». К сожалению, природа вектора намагниченности не позволяет использование такого простого

алгоритма, так как норма вектора в процессе перехода из одного состояния в другое должна сохраняться. В этом случае в качестве исходной переходной траектории может быть выбрано переключение намагниченности путем когерентного вращения из начального положения в конечное. Однако, это не единственная возможность генерации исходной цепочки. В принципе можно создать множество различных переходных траекторий, используя различные искусственные схемы построения пути на энергетической поверхности. Поэтому, естественно предположить, что должны существовать различные альтернативные переходные траектории (ПМЭ) для переключения намагниченности магнитного нанопровода.

Используя различные исходные траектории (полученные искусственными методами) для минимизации энергии упругой цепочки были найдены альтернативные ПМЭ, представленные на Рисунке 3.4.1.

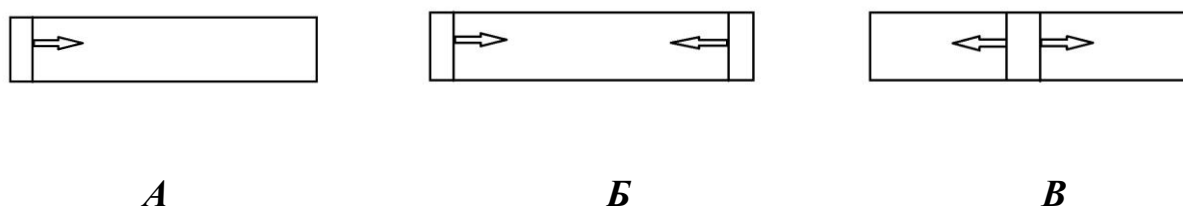


Рисунок 3.4.1. Три альтернативные переходные траектории для магнитного переключения нанопровода включающие зарождение и перемещение доменных стенок

На Рисунке 3.4.1*A* представлена одиночная ДС, зарождающаяся на одном конце нанопровода и перемещающаяся вдоль него до противоположного конца, на Рисунке 3.4.1*Б* – две ДС независимо зарождаются на противоположных концах нанопровода и перемещаются вдоль нанопровода навстречу друг другу до момента встречи и взаимного уничтожения, на Рисунке 3.4.1*В* – структура содержащая две ДС (домен противоположной ориентации), зарождающиеся в середине нанопровода, и затем эти ДС движутся в противоположные стороны к концам нанопровода.

Соответствующие профили энергии системы вдоль этих траекторий показаны на Рисунке 3.4.2.

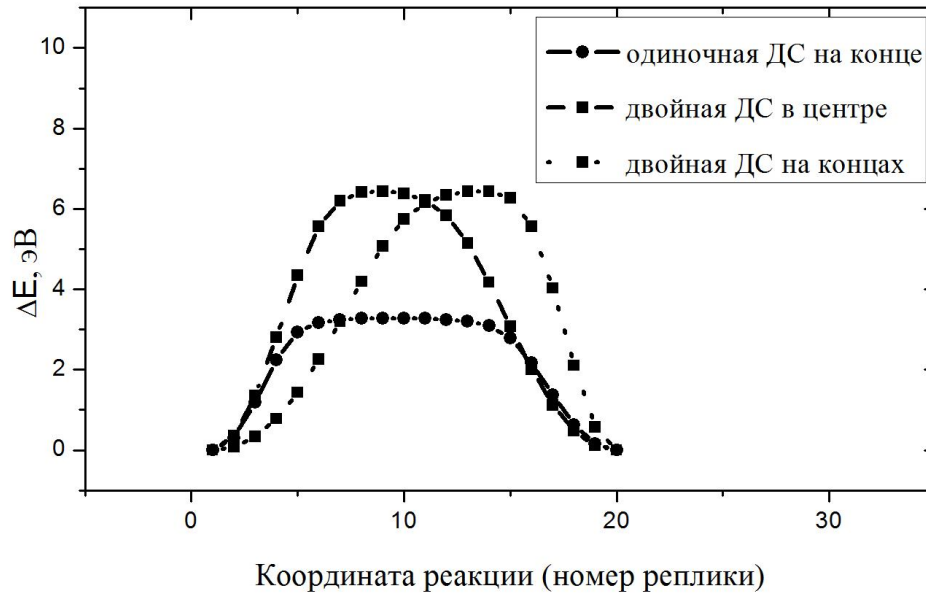


Рисунок 3.4.2. Профили энергии вдоль ПМЭ для трех альтернативных переходных траекторий для переключения магнитного нанопровода (показанных на Рисунке 3.4.1)

Первая переходная траектория (сценарий *A*) характеризуется самым низким активационным барьером. Он приблизительно в два раза меньше, чем для двух других найденных траекторий. Данный процесс переключения намагниченности нанопровода, показанный на Рисунке 3.4.1*A*, начинается с исходного состояния, когда все вектора намагниченности направлены вправо. Далее на одном из концов нанопровода появляется зародыш домена противоположной ориентации и доменная стенка. На последующих этапах процесса доменная стенка перемещается вдоль нанопровода до тех пор, пока не достигнет его противоположного конца. В конечном состоянии весь провод намагничен однородно и все вектора намагниченности направлены влево. Для получения данного ПМЭ была создана исходная цепочка реплик системы путем искусственного создания поперечной доменной стенки на одном конце нанопровода и далее ее перемещения вдоль всего нанопровода. Далее

минимизация полной энергии такой цепочки позволила найти соответствующий ПМЭ.

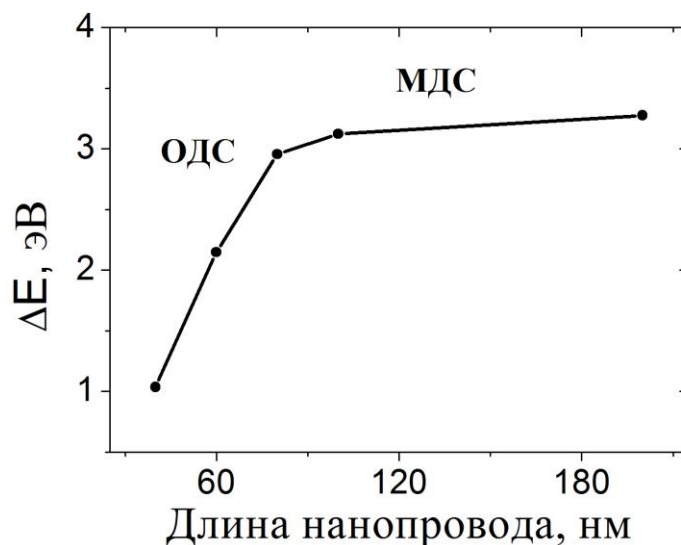
Второй вариант переходной траектории (сценарий *Б*) стартует с того же исходного состояния однородного намагничения и включает зарождение одновременно двух ДС противоположной киральности на противоположных концах нанопровода. В этом случае в процессе переключения эти две ДС движутся навстречу друг к другу до тех пор, пока не встретятся в центре провода и взаимно уничтожат друг друга. В конечном состоянии опять получается однородно намагниченный влево нанопровод. Такой вид переходной траектории получается если в качестве исходной траектории берется процесс когерентного вращения всех векторов намагниченности из начального положения в конечное.

И, наконец, третий вариант переходной траектории (сценарий *В*) также включает зарождение двух ДС по середине нанопровода и их последующее движение к противоположным его концам. В результате, получается конечное состояние с однородным намагничением влево. В данном сценарии, домен с противоположным намагничиванием зарождается в центре нанопровода. Можно отметить, что профиль энергии в этом случае выглядит точно, как зеркальное отражение того, что имелось в предыдущем случае. Данная переходная траектория характеризуется крутым подъемом профиля энергии в самом начале процесса, тогда как высота барьера такая же как в случае сценария *Б*.

Таким образом, проведенные расчеты позволили найти несколько альтернативных переходных траекторий, соответствующих магнитному переключению нанопровода.

Далее представлены результаты микромагнитного моделирования зависимости энергетики магнитного переключения нанопровода от его латеральных размеров. На первом этапе были проведены расчеты для проводов фиксированной ширины (20 нм) и различной длины. Толщина пленки пермаллоя, из которой сделан нанопровод, составляла 5 нм. Для очень короткого нанопровода (учитывая его малые размеры) можно ожидать однодоменного

поведения. С увеличением длины нанопровода должен происходить переход от однодоменного состояния к многодоменному. На Рисунке 3.4.3 представлены результаты микромагнитного моделирования для нанопроводов разной длины. Как и ожидалось на полученной зависимости отчетливо выражен переход от однодоменного поведения (ОДС) (переключение нанопровода путем когерентного вращения всех векторов намагниченности) к многодоменному состоянию (МДС), включающему зарождение и перемещение доменных стенок. Перелом на графике отмечает переход от ОДС к МДС.



Рисунке 3.4.3. Зависимость энергетического барьера для переключения магнитного нанопровода от его длины.

На следующем этапе была зафиксирована длина нанопровода и варьировалась его ширина. Толщина слоя оставалась неизменной. Результаты расчетов представлены на Рисунке 3.4.4. Анализ полученной зависимости показывает практически линейную зависимость величины барьера от ширины нанопровода. Такой характер зависимости вполне ожидаем, так как объем доменной стенки растет линейно с увеличением ширины нанопровода.



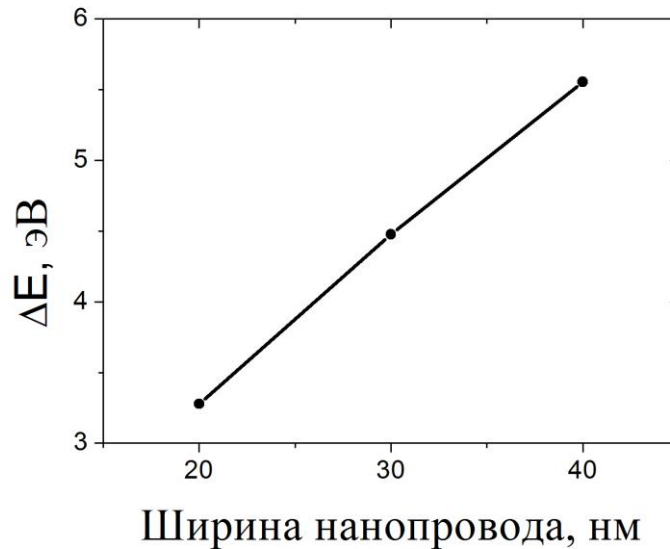
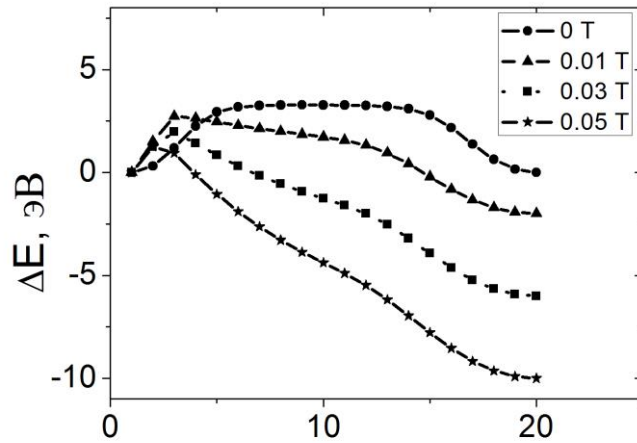


Рисунок 3.4.4. Зависимость энергетического барьера для зарождения ДС от ширины нанопровода

Таким образом, можно заключить, что величина активационного барьера для зарождения ДС в нанопроводе сильно зависит от его ширины и, для достаточно длинных нанопроводов (длиной более 200 нм), практически не зависит от его длины.

Во всех рассмотренных ранее случаях активационный барьер для магнитного переключения нанопровода составлял существенную величину (единицы эВ). Очевидно, такой барьер превышает типичную тепловую энергию кТ. Поэтому для перемагничивания нанопровода необходимо "вкчать" (сообщить системе) в систему определенную энергию. Один из возможных способов это сделать состоит в приложении дополнительного внешнего магнитного поля смещения, что позволит наклонить энергетическую поверхность в направлении конечного состояния. На Рисунке 3.4.5 представлена зависимость формы энергетического профиля вдоль ПМЭ от величины внешнего постоянного магнитного поля смещения направленного вдоль нанопровода.



Координата реакции (номер реплики)

Рисунок 3.4.5. Профили энергии вдоль ПМЭ для зарождения одиночной ДС при разных полях смещения направленного вдоль нанопровода

Анализ приведенного рисунка показывает, что использование дополнительного продольного поля смещения ( $B_x$ ) приводит к наклону профиля энергии и снижению активационного барьера. Таким образом, можно снижать активационный барьер практически до нуля путем выбора величины постоянного продольного поля смещения. Имея это в виду, можно грубо оценить величину внешнего магнитного поля, при котором зарождается и движется ДС с помощью следующего выражения:

$$\Delta E = \vec{M} \cdot \vec{B}_{ext} \cong M_s \cdot V \cdot B_{ext} \quad (3.4.1)$$

Используя параметры рассматриваемой системы  $V=200 \times 20 \times 5 \text{ nm}^3$ ,  $M_s = 800 \times 10^3 \text{ A/m}$  и  $\Delta E \cong 3 \text{ eV}$  (берем из Рисунке 3.4.3), получим  $B_{ext} \cong 0,03 \text{ T}$ . Данное значение хорошо согласуется с тем, что дает Рисунок 3.4.5 (поле при котором барьер становится нулевым).

Другой способ влияния на энергетику переключения намагниченности состоит в приложении поперечного постоянного магнитного поля смещения (направленного перпендикулярно длинной стороне нанопровода). Результаты расчетов в этом случае представлены на Рисунке 3.4.6.

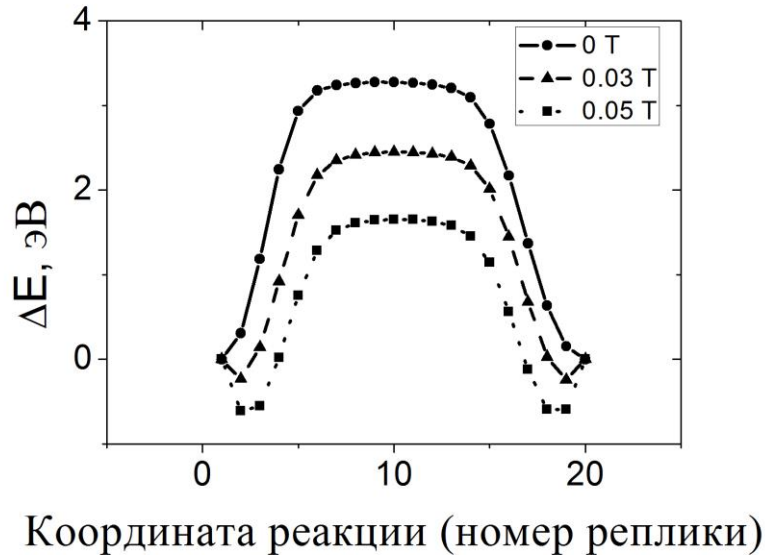


Рисунок 3.4.6. Профили энергии вдоль ПМЭ для зарождения одиночной ДС при разных значениях постоянного магнитного поля смещения направленного перпендикулярно длинной стороне нанопровода

Анализ приведенного рисунка показывает, что увеличение поперечного поля смещения приводит к снижению активационного барьера для переключения намагниченности в нанопровode. Данный эффект может быть использован для оптимизации процессов записи информации на магнитный нанопровод. Можно также отметить, что использование поперечного поля смещения приводит к формированию дополнительных локальных энергетических минимумов, которые соответствуют наклонным состояниям намагниченности в нанопровode. Таким образом, можно заключить, что приложение внешних постоянных полей смещения может быть использовано для тонкой настройки процессов переключения нанопровода.

Также уже хорошо известный факт, что неоднородности формы нанопровода могут выступать в качестве центров пиннинга ДС. Данный эффект, в частности, может быть использован для контроля за движением ДС. Искусственно созданные неоднородности и дефекты по периметру нанопровода (зарубки) могут быть использованы для пиннинга доменных стенок. В рамках данной работы были проведены исследования влияния зарубок на нанопровode на энергетику перемещения ДС. С этой целью на длинной стороне

рассмотренного ранее образца магнитного нанопровода была создана зарубка прямоугольной формы (Рисунок 3.4.7). Ширина зарубки была фиксирована и равна 40 нм. Далее изменялась глубина зарубки и исследовалось ее влияние на форму профиля энергии вдоль ПМЭ для перемещения одиночной ДС.

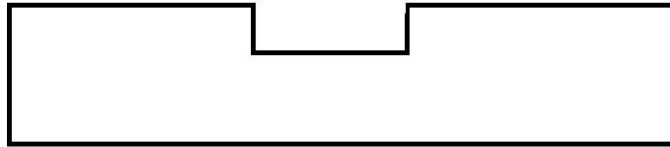


Рисунок 3.4.7. Нанопровод с зарубкой прямоугольной формы

Результаты проведенного микромагнитного моделирования в этом случае представлены на Рисунке 3.4.8. Видно, что присутствие зарубки существенным образом меняет профиль энергии. В частности, появляется локальный минимум на середине ПМЭ. Этот энергетический минимум соответствует прохождению ДС через середину зарубки. Увеличение глубины зарубки приводит к углублению этого энергетического минимума.

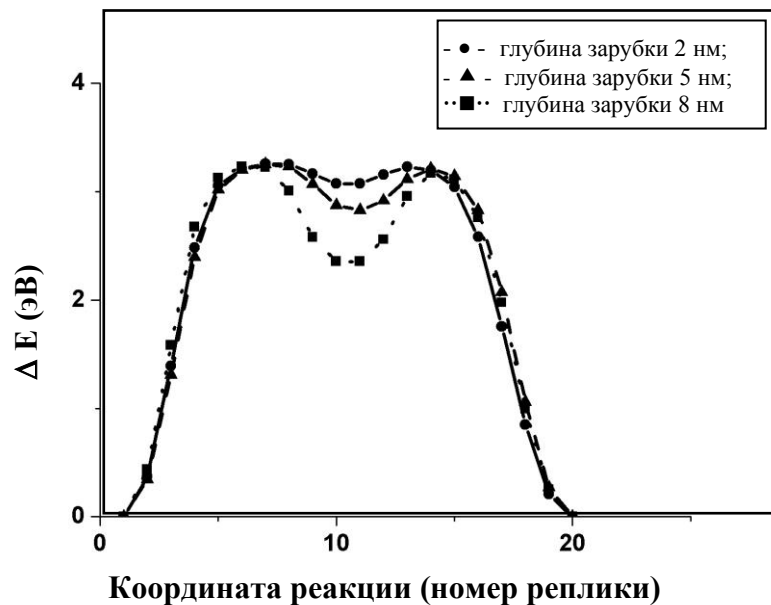


Рисунок 3.4.8. Профили энергии вдоль ПМЭ для движения одиночной доменной стенки при наличии прямоугольной зарубки на длинной стороне нанопровода. Три разные кривые соответствуют зарубкам разной глубины

Таким образом, изменяя геометрические размеры зарубки на нанопроводе можно управлять силой пиннинга ДС, тем самым достигая оптимальных условий по контролю за их движением.

Как итог всего вышесказанного хотелось бы отметить, что в данной работе с использованием метода упругой цепочки исследована энергетика переключения магнитных нанопроводов. Данный метод дал возможность находить и исследовать различные ПМЭ для процессов зарождения ДС в нанопроводах. Для случая одиночной ДС исследована зависимость активационного барьера от геометрических размеров нанопровода. Установлено, что с ростом длины нанопровода имеет место переход от однодоменного поведения к многодоменному. Показано, что величина барьера растет линейно с увеличением ширины нанопровода. Рассмотрено влияние внешнего постоянного магнитного поля смещения на процесс переключения нанопровода. Наличие продольного поля смещения приводит к наклону энергетической поверхности в сторону поля, что эффективно снижает активационный барьер. Поперечное поле смещения также снижает барьер для зарождения ДС, но при этом создает дополнительные локальные минимумы, соответствующие наклонной ориентации намагниченности. Кроме того, рассмотрен эффект наличия неоднородностей формы нанопровода на процесс перемещения ДС в нем. В частности, показано, что создание зарубки прямоугольной формы на длинной стороне нанопровода приводит к формированию дополнительного локального минимума на профиле энергии. Этот минимум энергии соответствует захвату и удержанию доменной стенки на дефекте. Изменяя размеры такой зарубки, можно управлять глубиной локального энергетического минимума и соответственно силой пиннинга ДС, что важно для возможных применений магнитных нанопроводов для передачи и хранения информации.

Теперь рассмотрим начальную траекторию перехода, которая была получена путем искусственного «волочения» ПДС вдоль нанопровода (от одного его конца до другого). Таким образом была создана цепочка реплик системы

с разным положением ДС в нанопроводе. Далее была проведена минимизация энергии такой цепочки состояний вышеописанным методом «упругой цепочки» и, в результате, получен ПМЭ. Этот путь можно наглядно представить на графике, построив соответствующий профиль энергии системы вдоль него. Такой профиль энергии показывает зависимость полной энергии системы от «координаты реакции» вдоль ПМЭ. Соответствующие профили энергии для различных конфигураций нанопровода с дефектами и без дефектов представлены на Рисунках 3.4.9-3.4.13. В данной работе рассмотрены пять различных конфигураций: 1) нанопровод без дефектов (Рисунок 3.4.9), 2) нанопровод с отверстием прямоугольной формы на оси нанопровода (Рисунок 3.4.10), 3) нанопровод с прямоугольным выступом на длинной стороне нанопровода (Рисунок 3.4.11), 4) нанопровод с вырезом прямоугольной формы на длинной стороне нанопровода (Рисунок 3.4.12), нанопровод с комбинацией дефектов (выступ и вырез) (Рисунок 3.4.13).

Первый случай соответствует идеальному нанопроводу прямоугольной формы без дефектов. В этом случае профиль энергии имеет форму широкого плато (Рисунок 3.4.9). Энергия системы в самом начале пути резко возрастает за счет зарождения доменной стенки на одном конце нанопровода. Далее продвижение ДС вдоль нанопровода характеризуется плоским участком на профиле энергии. И, наконец, в конце пути энергия системы падает до исходных значений, когда доменная стенка исчезает на противоположном конце нанопровода.

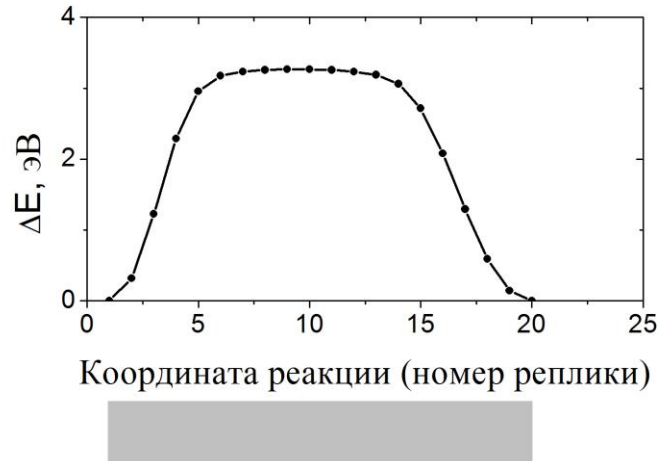


Рисунок 3.4.9. Профиль энергии для перемещения ДС нанопроводе без дефектов. Ниже представлена упрощенное изображение нанопровода

Давно известно, что дефекты формы нанопровода могут служить в качестве центров пиннинга ДС. Этот эффект может быть использован на практике для контролируемого перемещения ДС от дефекта к дефекту. В данной работе рассмотрены несколько вариантов таких дефектов и исследовано их влияние на энергетику такой системы. Для упрощения анализа все представленные дефекты имеют одинаковую прямоугольную форму и размеры (ширина 40 нм и высота 10 нм). Введение такого дефекта в виде прямоугольного отверстия на оси нанопровода приводит к появлению протяженного локального минимума на профиле энергии (Рисунок 3.4.10).

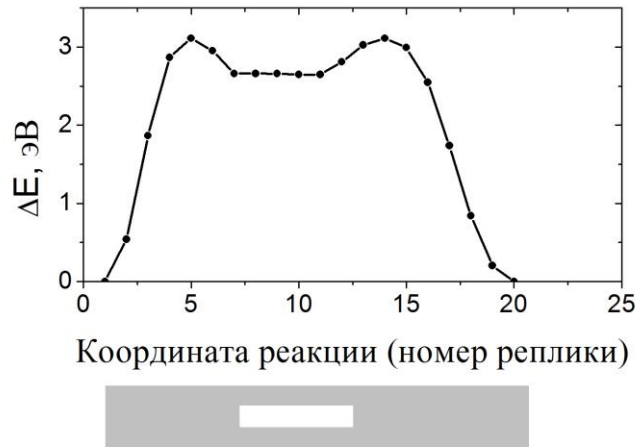


Рисунок 3.4.10. Профиль энергии для перемещения ДС в нанопроводе с отверстием прямоугольной формы на оси. Ниже представлена упрощенное изображение нанопровода с таким дефектом

Это снижение энергии системы при прохождении ДС через дефект объясняется уменьшением длины ДС и, следовательно, уменьшением ее энергии.

При создании прямоугольного выступа на длинной стороне нанопровода на соответствующем профиле энергии системы появляется локальный максимум (Рисунок 3.4.11).



Рисунок 3.4.11. Профиль энергии для перемещения ДС в нанопроводе с выступом прямоугольной формы на его длинной стороне. Ниже представлена упрощенное изображение нанопровода с таким дефектом



Этот факт также можно объяснить за счет увеличения длины ДС и, соответственно, увеличения ее энергии.

Другой тип дефекта, рассмотренный здесь, – это вырез прямоугольной формы на длинной стороне нанопровода. Данный тип дефекта широко обсуждается в литературе в качестве эффективного метода создания центра пиннинга ДС. Как и ожидалось в этом случае профиль энергии системы характеризуется появлением локального минимума, соответствующего прохождению доменной стенки через зону дефекта (Рисунок 3.4.12).

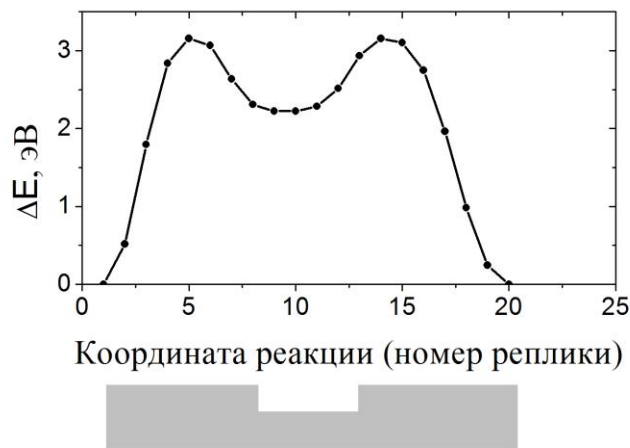


Рисунок 3.4.12. Профиль энергии для перемещения ДС в нанопровode с вырезом прямоугольной формы на его длинной стороне. Ниже представлена упрощенное изображение нанопровода с таким дефектом

И вновь, данный эффект можно объяснить как результат снижения энергии системы при уменьшении размера ДС.

В завершении был также рассмотрен случай совместного действия двух дефектов выступа и выреза. Соответствующий профиль энергии представлен на Рисунке 3.4.13.



Рисунке 3.4.13. Профиль энергии для перемещения ДС в нанопроводе с комбинированным дефектом в виде расположенных рядом выступа и выреза прямоугольной формы на его длинной стороне. Ниже представлена упрощенное изображение нанопровода с таким дефектом

Анализ данного рисунка показывает, что в результате на профиле энергии формируются локальные максимум и минимума расположенные рядом. Это приводит к существенному усилению эффекта пиннинга ДС, так как результирующий энергетический барьер для депиннинга становится выше.

Представленные результаты показывают каким образом различные дефекты формы нанопровода изменяют энергетику ДС. Изменяя форму, вид и размеры дефекта можно управлять параметрами центров пиннинга.

Таким образом, в данной работе методом упругой цепочки в рамках микромагнитной теории проведено исследование энергетики процесса переключения магнитного нанопровода. Данный метод позволил получить ПМЭ для процесса зарождения ДС и ее перемещения по нанопроводу. Исследована зависимость энергетического профиля для этого процесса от геометрии нанопровода. Исследовано влияние дефектов нанопровода разного вида на энергетику этого процесса. Анализ полученных результатов показывает, что создание различных дефектов прямоугольной формы существенно меняет профиль энергии для процесса перемещения ДС вдоль нанопровода. Таким образом, можно формировать локальные энергетические минимумы

и максимумы. Данная информация может быть полезна при создании центров пиннинга для контроля движения ДС в нанопроводах.

## Глава 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ ОБРАЗЦАХ

### 4.1. Исследование спинового вентиля с дефектом

Для практического применения важно исследовать, как поведет себя образец при введении в него дефектов, так как на практике получение идеальных образцов невозможно. Для изучения таких случаев мы провели следующее микромагнитное моделирование. Для микромагнитного моделирования использован программный комплекс MICROMAG [19], так как он позволяет создавать любые геометрические фигуры в многослойных образцах. Фигуры компонуются из отдельных островков простой геометрической формы.

С помощью данного программного комплекса исследованы процессы перемагничивания спин-вентильной структуры с обменным смещением без дефектов и при наличии дефекта в виде магнитной перемычки между слоями. Такие дефекты наиболее типичны при получении многослойных структур методом напыления в вакууме и представляют собой перемикания магнитных слоев через отверстия в немагнитном слое.

Моделируемая система состояла из 3-х слоев; двух магнитных (Py) и немагнитной прослойки (Cu). Схема такой структуры показана на Рисунке 4.1.1 (*A* – идеальный спиновой вентиль без дефектов, *B* – спиновой вентиль с дефектом в виде ферромагнитной перемычки между магнитными слоями). Хотя на рисунке присутствует слой антиферромагнетика (FeMn), однако в расчете этот слой отсутствовал, и его влияние на систему учитывалось за счет введения эффективного постоянного внешнего магнитного поля (величиной 0,5 Т), действующего на верхний закрепляемый слой (Py).

Спин-вентильный элемент имел форму параллелепипеда с латеральными размерами  $100 \times 50$  нм и толщиной 11 нм (по сумме слоев). Толщины магнитных слоев составили 3 нм, немагнитной перемычки – 5 нм. Магнитная перемычка

между магнитными слоями имела форму параллелепипеда с латеральными размерами  $10 \times 10$  нм и помещалась в центре немагнитного слоя. Для микромагнитных расчетов использован программный комплекс MICROMAG. Пространственная дискретизация модели проводилась с помощью прямоугольной сетки. Поиск конфигураций, соответствующих минимуму энергии системы, проводился путем численного решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта. Для расчета магнитостатической энергии и размагничивающего поля использован метод, предложенный в работе [78].

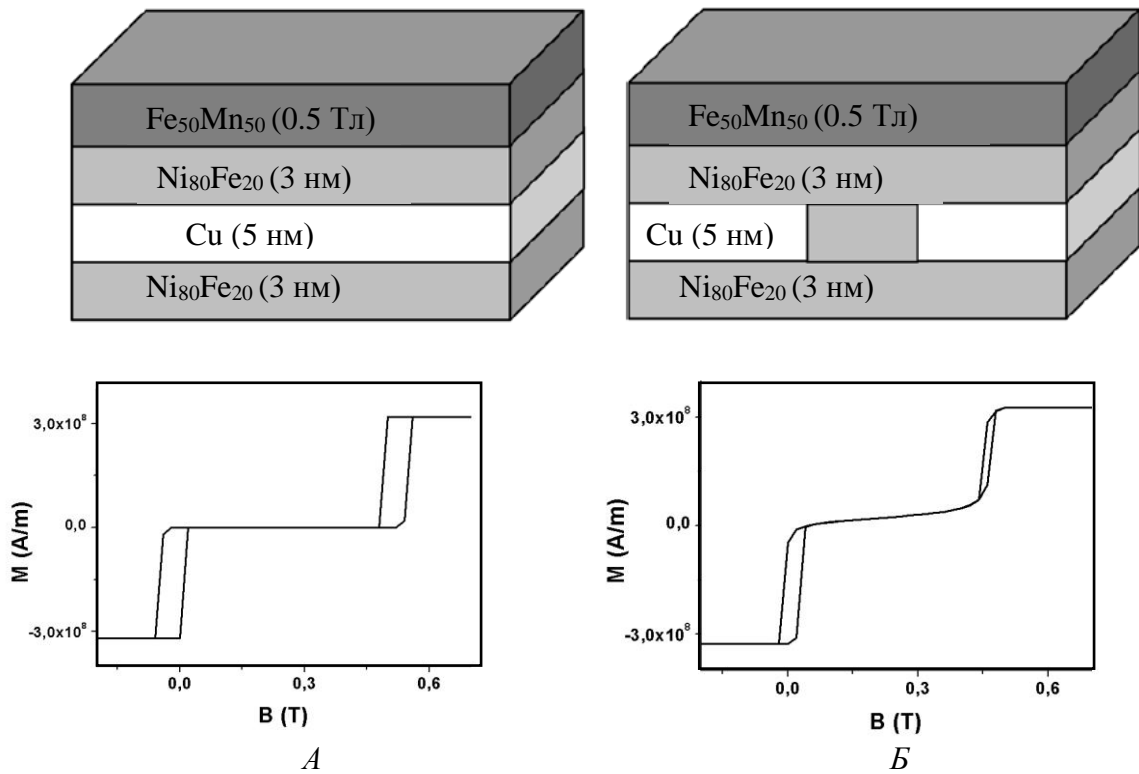


Рисунок 4.1.1. Структура спинового вентиля с обменным смещением, рассмотренная в модели и соответствующие петли гистерезиса, полученные в расчете: *A* – идеальный вентиль; *B* – спиновый вентиль с ферромагнитной перемычкой внутри немагнитного слоя

В расчете использованы модельные параметры: для слоя  $Pu$  обменное взаимодействие  $A = 3 \times 10^{-11}$  Дж/м, параметр одноосной магнитной анизотропии слоя пермаллоя  $K = 0$ , намагниченность насыщения  $M_s = 8,6 \times 10^5$  А/м; размер сетки  $5 \times 5 \times 3$  нм, константа демпфирования  $\alpha = 0,5$ . Так как расстояние между

магнитными слоями составило 5 нм, то межслойным обменным взаимодействием пренебрегаем. Результаты расчетов представлены на нижней панели Рисунок 4.1.1 [104].

Из анализа этого рисунка видно, что суммарная петля гистерезиса спинового вентиля распадается на две малых петли, которые соответствуют перемагничиванию двух магнитных слоев в отдельности (Рисунок 4.1.1А). При этом зона переключения свободного слоя сдвинута в область малых полей. Здесь микромагнитное моделирование дало результаты, которые качественно согласуются с имеющимся экспериментом [105]. Введение ферромагнитной перемычки между слоями приводит к значительной модификации кривой перемагничивания (Рисунок 4.1.1Б). По мере увеличения объема ферромагнитной перемычки двух-петельная структура вырождается в одну петлю и эффект раздельного переключения слоев исчезает. Таким образом, вид петли гистерезиса содержит информацию о качестве немагнитной прослойки. На основе модели проведена интерпретация различных возможных магнитных состояний в данной системе.

В работе [105] авторы экспериментально исследуют многослойную структуру  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$ . После проведения экспериментов они указывают, что в случае, когда слои  $\text{Co}$  соединены отверстиями (т.е. слой  $\text{Cu}$  имеет дефекты), закрепленный и свободный слои  $\text{Co}$  одновременно меняют свою намагниченность, что приводит к небольшому эффекту ГМС. В случае отсутствия дефектов в слое  $\text{Cu}$  и более гладкого интерфейса практически устраняется связь между свободным и закрепленным слоями, что увеличивает эффект ГМС на порядок, а следовательно, магнитные слои перемагничиваются в отдельности.

Следовательно, очень важным является и другой рассмотренный в данной работе дефект многослойной структуры, который представляет собой волнообразный рельеф межслойного интерфейса, обусловленный шероховатостью подложки. Данные неровности приводят к дополнительной связи между магнитными слоями (эффект Нееля). Для исследования этого рода

эффектов была использована модель, аналогичная вышеописанной (спиновый вентиль с обменным смещением, представленный в виде двух магнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой) (Рисунок 4.1.2). Параметры для расчетов были использованы те же.

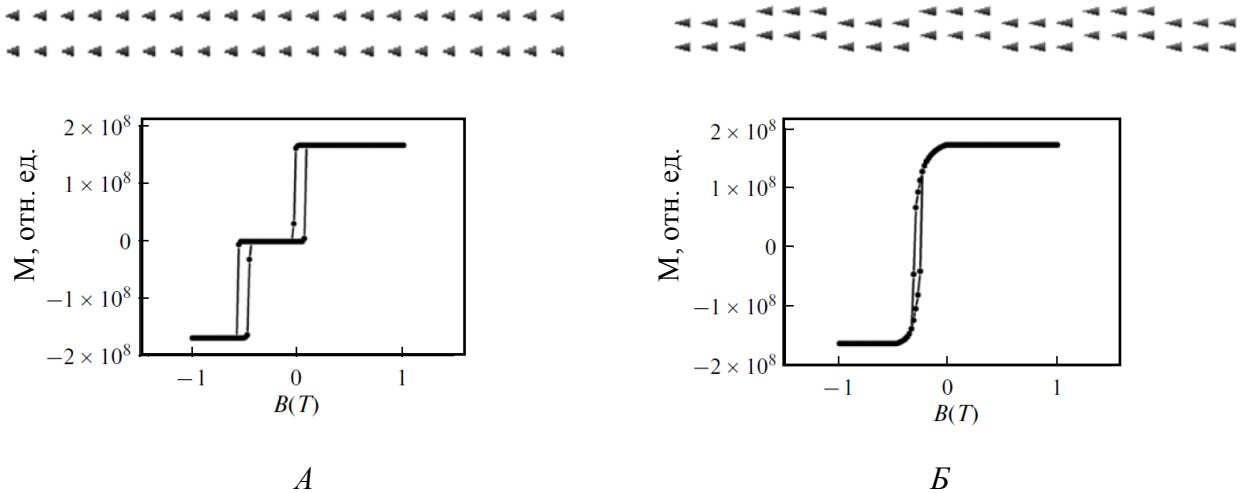


Рисунок 4.1.2. Схематическое изображение спин-вентильной структуры и петли гистерезиса, полученные методом микромагнитного моделирования

Слева (Рисунок 4.1.2А) на верхней панели показан случай идеально ровного интерфейса, справа (Рисунок 4.1.2Б) – при наличии волнообразного рельефа. На нижней панели показаны петли гистерезиса, полученные для этих двух случаев методом микромагнитного моделирования с использованием программного комплекса MICROMAG.

Как видно из приведенного рисунка, наличие волнообразного рельефа спин-вентильной структуры также приводит к значительному снижению функциональных характеристик спинового вентиля. Расчеты показывают, что этот эффект зависит от средней шероховатости подложки, использованной для получения многослойной структуры. На данном этапе рассмотренные модели позволяют проводить качественный анализ влияния дефектов на функциональные характеристики спин-вентильных структур.

## 4.2. Влияние формы ячейки TAS MRAM

Для решения проблемы ложных переключений соседних ячеек при магнитной записи информации новым решением в этой области является конструкция ячейки TAS MRAM [56]. Такая ячейка в отличие от стандартной конструкции содержит дополнительный фиксирующий слой антиферромагнетика в контакте со свободным ферромагнитным слоем (информационным). Антиферромагнитный слой характеризуется пониженной температурой блокировки. Свободный – "информационный" слой, жестко фиксированный – "опорный" слой. Нижний слой антиферромагнетика характеризуется более высокой температурой блокировки.

Для качественного анализа процессов переключения ячеек TAS MRAM различной формы в данной работе проведено микромагнитное моделирование на основе упрощенной модели спин-туннельной структуры. Также результаты моделирования изложены в работах [106, 107].

Моделируемая система состояла из двух магнитных слоев (Py) и немагнитной прослойки ( $Al_2O_3$ ). Пространственная дискретизация модели проводилась с помощью прямоугольной сетки (размер сетки в плоскости слоя  $3 \times 3$  нм). В результате два магнитных слоя были представлены плоскими массивами векторов намагниченности, расположенных в узлах сетки. Для моделирования фиксации магнитных слоев путем обменного смещения вводились специальные магнитные поля, действующие локально на каждый закрепляемый слой (0,01 Т – на информационный слой, 0,1 Т – на опорный слой).

Рассмотрены две альтернативные формы ячейки с практически одинаковой площадью слоя: 1) прямоугольник с латеральными размерами  $70 \times 40$  нм, 2) круглый диск диаметром 60 нм. Расстояние между слоями в обоих случаях 3 нм. Толщины магнитных слоев и немагнитной прослойки были 3 нм. Схемы модели представлены на Рисунке 4.4.1 и Рисунке 4.4.2. Острия конусов



показывают направления локальных магнитных моментов, расположенных в узлах сетки.

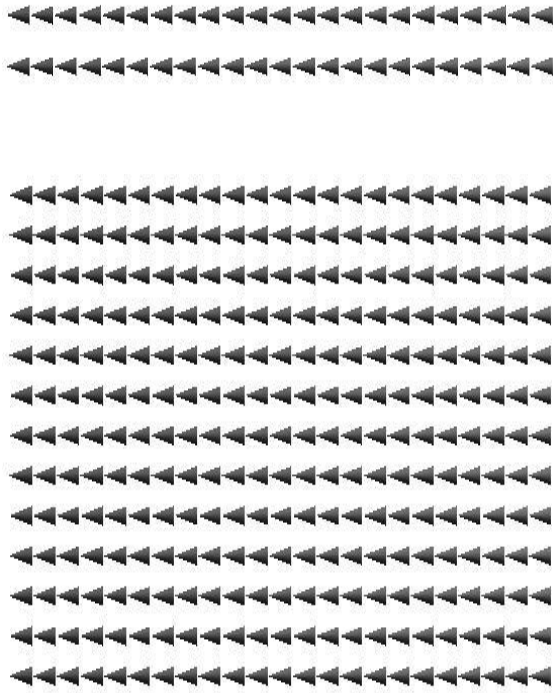


Рисунок 4.2.1. Схема модели в случае ячейки прямоугольной формы. Верхняя панель – вид сбоку, нижняя панель вид сверху

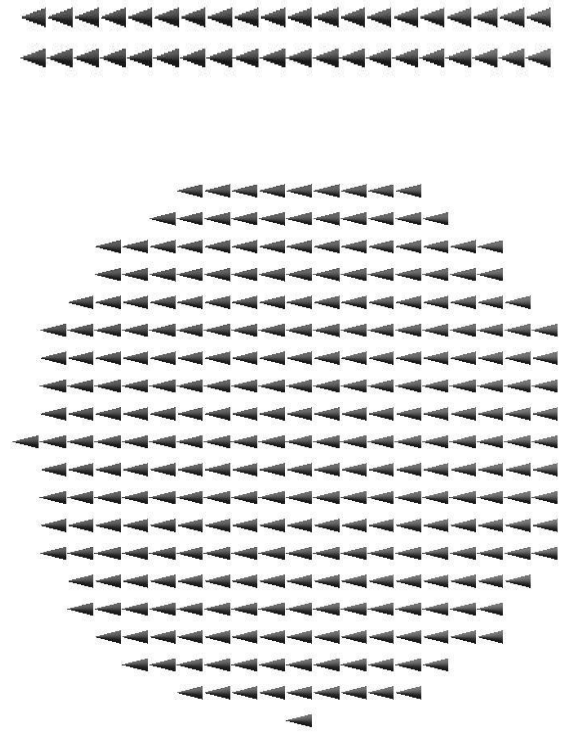


Рисунок 4.2.2. Схема модели в случае ячейки круглой формы. Верхняя панель – вид сбоку, нижняя панель вид сверху

С помощью данной модели были рассмотрены процессы магнитного переключения ячейки TAS MRAM для двух различных геометрий. Полученные кривые перемагничивания системы представлены на Рисунке 4.4.3. Здесь представлена зависимость коллинеарной компоненты вектора намагниченности в слоях от внешнего поля. Поле направлено вдоль длинной стороны ячейки.

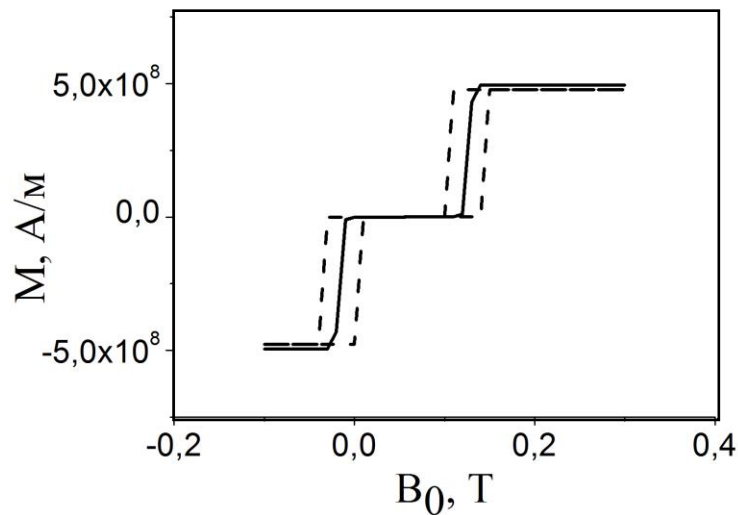


Рисунок 4.2.3. Петли гистерезиса ячеек TAS MRAM круглой (сплошная линия) и прямоугольной формы (пунктирная линия)

Из анализа этого рисунка видно, что в случае прямоугольной геометрии (пунктирная кривая на рисунке) суммарная петля гистерезиса ячейки TAS MRAM распадается на две малых петли, которые соответствуют перемагничиванию двух магнитных слоев в отдельности. При этом зона переключения свободного слоя сдвинута в область больших полей за счет эффекта обменного смещения.

Здесь микромагнитное моделирование дало результаты, которые качественно согласуются с имеющимся экспериментом. Изменение геометрии слоя с прямоугольника на круг (сплошная кривая на рисунке) приводит к существенному уменьшению коэрцитивности свободного слоя.

Таким образом, в настоящей работе проведена оценка параметров магнитного переключения ячеек памяти TAS MRAM методом микромагнитного моделирования. Расчеты показали, что величины полей переключения и коэрцитивная сила магнитных слоев хорошо согласуются с экспериментальными данными. Показано, что главным фактором, определяющим коэрцитивность слоев, является анизотропия формы элемента. Использование ячеек круглой формы позволит снизить поле переключения свободного слоя до минимальных значений. Кроме того, для

точной оценки полей переключения информационного слоя необходимо учитывать взаимную ориентацию полей обменного смещения в магнитных слоях.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

На основании проведенных исследований были сделаны следующие выводы:

1. Представлен алгоритм микромагнитного моделирования распределения намагниченности. На основе этого алгоритма создан программный комплекс MICROMAG, предназначенный для исследований многослойных магнитных наноструктур и других элементов спинтроники, позволяющий тонкую настройку на конкретную задачу и создание геометрических фигур любой сложности в многослойных образцах.

2. Исследована динамика ДС в пермалловом нанопроводе. Получена оценка скорости движения ДС, проанализирована прецессия ДС и ее зависимость от различных параметров. Показано, что частота прецессии возрастает с ростом внешнего поля и при увеличении константы демпфирования и уменьшается с ростом ширины нанопровода. Данный эффект накладывает ограничения на возможности уменьшения ширины нанопровода менее 40 нм, используемого для создания трековой памяти.

3. Разработан и отлажен программный комплекс NEB\_MICROMAG реализующий метод упругой цепочки в рамках микромагнитной модели. Это позволяет находить пути минимальной энергии для различных процессов перемагничивания в магнитных наноструктурах и проводить оценку соответствующих энергетических барьеров.

4. Методом упругой цепочки в рамках микромагнитной теории проведено исследование энергетики процесса переключения магнитного нанопровода. Исследованы три альтернативные траектории для магнитного переключения нанопровода, включающие зарождение и перемещение доменных стенок. Данный метод позволил получить путь минимальной энергии для процесса зарождения доменной стенки и ее перемещения по нанопроводу, а также профили энергии трех альтернативных переходных траекторий.

5. Исследована зависимость энергетического профиля для процесса перемагничивания в магнитных наноструктурах от геометрии нанопровода. Исследовано влияние дефектов нанопровода на энергетику движения доменной стенки. Показано, что создание различных дефектов прямоугольной формы существенно меняет профиль энергии для процесса перемещения доменной стенки вдоль нанопровода, что дает возможность формировать локальные энергетические минимумы и максимумы.

6. С использованием программы MICROMAG исследовано влияние технологических дефектов на магнитные характеристики спин-вентильной структуры. Показано, что форма петли гистерезиса такой структуры может быть использована для экспресс-диагностики качества технологии. Данные исследования закладывают основу для технического контроля качества получаемых структур, что может быть востребовано при их массовом производстве.

## СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

### Статьи, опубликованные в рецензируемых научных изданиях ВАК:

- A1.** Trushin O.S., **Varabanoba N.**, Alekseev V.P. A study of the magnetic characteristics of permalloy nanostructures by micromagnetic simulation // Russian Microelectronics. – 2009. – V. 38, – № 3, – P. 180 – 185.
- A2.** Trushin O.S., **Varabanoba N.** Micromagnetic software package MICROMAG and its applications to study elements of spintronics // Russian Microelectronics. – 2013. – V. 42. – №3. – P. 176 – 183.
- A3.** Трушин О.С., Наумов В.В., **Барабанова Н.И.**, Бочкарев В.Ф. Влияние технологических факторов на микромагнитные состояния магнитных наноструктур // Известия РАН. Серия физическая. – 2014. – Т. 78. – № 1. – С. 32 – 35.
- A4.** Trushin O.S., **Varabanoba N.I.** Peculiarities of the energy landscape of a rectangular magnetic nanoisland // Russian Microelectronics. – 2017. – V. 46. – № 5. – P. 309 – 315.
- A5.** Trushin O.S., **Varabanoba N.I.** Domain wall precession in a narrow magnetic nanowire // Russian Microelectronics. – 2021. – V. 50. – № 1. – P. 69 – 73.

### Свидетельства о регистрации программ ЭВМ:

- A6.** Свидетельство № 2014610970 Российская Федерация. MICROMAG / Трушин О.С., **Барабанова Н.И.**; правообладатель федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова". – Заявка № 2013619337 от 16.10.2013; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 21.01.2014. – 1 с.

- A7.** Свидетельство № 2014617215 Российская Федерация. MAGMOVIE / Трушин О.С., **Барабанова Н.И.**; правообладатель федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова". – Заявка № 2014614897 от 26.05.2014; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 15.07.2014. – 1 с.
- A8.** Свидетельство № 2024681932 Российская Федерация. NEB\_MICROMAG / Трушин О.С., **Барабанова Н.И.**; правообладатель федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технологический институт имени К.А. Валиева Российской академии наук. – Заявка № 2024665127 от 02.07.2024; зарегистрировано в реестре программ для ЭВМ 16.09.2024. – 1 с.

#### **Иные публикации:**

- A9.** **Барабанова Н.**, Трушин О.С., Алексеев В.П. Исследование магнитных характеристик прямоугольных микроструктур из железа методом микромагнитного моделирования // Вестник Ярославского государственного университета им. П.Г. Демидова. Серия Физика. Радиотехника. Связь. – 2009. – № 1. – С. 4 – 7.
- A10.** Трушин О.С., **Барабанова Н.И.** Особенности магнитного переключения ячеек памяти TAS MRAM // Вестник Ярославского государственного университета им. П.Г. Демидова. Серия Естественные и технические науки. – 2013. – № 2013. – С. 2 – 7.
- A11.** Трушин О.С., **Барабанова Н.И.** Микромагнитное моделирование пленочных наноструктур (Глава 3) // Кремниевые наноструктуры. Физика. Технология. Моделирование. Монография под общей редакцией В.И. Рудакова. – Ярославль. Издательство «Индиго», 2014. – 568 с.

- A12.** Трушин О.С., **Барабанова Н.И.** Особенности магнитного переключения ячеек памяти TAS MRAM // Труды Физико-технологического института. – 2014. –Т. 24. – С. 244 – 251.
- A13.** Trushin O., **Varabanova N.** Energetics of domain wall in magnetic nanowire // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – V. 1389. Art. № 012003. – 5 p.
- A14.** Трушин О.С., **Барабанова Н.И.** Микромагнитная моделирование скирмионов в тонкопленочных структурах // Труды Физико-технологического института им. К.А. Валиева. – 2023. – Т. 31. – С. 3 – 9.



**СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ**

1. **Wolf, S.A.** Spintronics: a spin-based electronics vision for the future / S.A. Wolf, D.D Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S. von Molnar, M.L. Roukes, A.Y. Chtcheelkanova, D.M. Treger // *Science*. – 2001. – V. 294. – P. 1488 – 1495.
2. **Аплеснин, С.С.** Основы спинтроники: учебное пособие / С.С. Аплеснин. – 2-е изд. испр. – Санкт-Петербург: Лань, 2022. – 288 с.
3. **Гуляев, Ю.В.** Как ток спины переносит. Спинтроника многослойных ферромагнетиков / Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Э.М. Эпштейн // *Природа*. – 2007. – № 5. – С. 20 – 27.
4. **Zhu, B.J.G.** Magnetoresistive random access memory: the path to competitiveness and scalability / B.J.G. Zhu // *Proceedings of IEEE*. – 2008. – V. 96. – № 11. – P 1786 – 1798.
5. **Thomas, L.** Dynamics of magnetic domain walls under their own inertia / L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, S.S.P. Parkin // *Science*. – 2010. – V. 330. – P. 1810 – 1813.
6. **Huang, Y.** Magnetic skyrmion-based synaptic devices / Y. Huang, W. Kang, X. Zhang, Y. Zhou, W. Zhao // *Nanotechnology*. – 2017. – V. 28. – № 8. – P. 08LT02.
7. **Chappert, C.** The emergence of spin electronics in data storage / C. Chappert, A. Fert, F.N. van Dau // *Nature Materials*. – 2007. - V. 6. – P. 813 – 823.
8. **Julliere, M.** Tunneling between ferromagnetic films / M. Julliere // *Journal of Applied Physics*. – 1975. – V. 54A. – № 8. – P. 225 – 226.
9. **Kronmller, H.** Handbook of magnetism and advanced magnetic materials volume 1 / H. Kronmller, S.S.P. Parkin. - Wiley. - 2007. - 2912 p.
10. **Браун, У.Ф.** Микромагнетизм / У.Ф. Браун. – Пер. с англ. А.Г. Гуревича – Москва: Наука - 1979. – 159 с.

11. **Fidler, J.** Micromagnetic modeling – the current state of the art / J. Fidler, T. Schrefl // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2000. – V. 33. – P. R135 – R156.
12. **Попков А.Ф.** Численное интегрирование уравнений Ландау-Лифшица-Гильберта / А.Ф. Попков, Н.В. Воротникова, А.Ю. Полозов // *Математическое моделирование*. – 1999. – Т. 11. – № 9. – С. 54 – 70.
13. **Nakatani Y.** Direct solution of the Landau-Lifshitz-Gilbert equation for micromagnetics / Y. Nakatani, Y. Uesaka, N. Hayashi // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 1989. – V. 28. – P. 2485.
14. **Donahue, M.** The Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) project at ITL/NIST [Электронный ресурс] / M. Donahue, D. Porter // Режим доступа: <https://math.nist.gov/oommf>.
15. **Donahue M.** OOMMF user's guide, version 1.0 / M. Donahue, D. Porter // National Institute of Standards and Technology. – Gaithersburg, MD, 1999. – 83 p.
16. **Scholz, W.** MAGPAR – Parallel finite element micromagnetics package [Электронный ресурс] / W. Scholz // Режим доступа: <http://www.magpar.net/static/magpar/doc/html/index.html>.
17. **Scholz, W.** Scalable parallel micromagnetic solvers for magnetic nanostructures / W. Scholz, J. Fidler, T. Schrefl, D. Suess, R. Dittrich, H. Forster, V. Tsiantos // *Computational Materials Science*. – 2003. – V. 28. – № 2. – P. 366 – 383.
18. **Vansteenkiste, A.** The design and verification of MuMAX3 / A. Vansteenkiste, J. Lellaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. van Waeyenberge // *AIP Advances*. – 2014. – V. 4. – P. 107133.
19. **Трушин, О.В.** Комплекс программ микромагнитного моделирования MICROMAG и его использование для исследования элементов спинтроники / О.С. Трушин, Н. Барабанова // *Микроэлектроника*. – 2013. – Т. 42. – № 3. – С. 218 – 226.

20. **Трушин, О.С.** Особенности энергетического рельефта прямоугольного магнитного наноострова / О.С. Трушин, Н.И. Барабанова // Микроэлектроника. – 2017. – Т. 46. – № 5. – С. 332 – 339.
21. **Hurd, С.М.** Varieties of Magnetic Order in Solids / С.М. Hurd // Contemporary Physics. – 1982. – V. 23/ № 5. P. 469 – 493.
22. **Cullity, В.Д.** Introduction to magnetic materials / В.Д. Cullity – Reading, Mass: Addison-Wesley - 1972. – 550 с.
23. **Becker, S.** Ferromagnetismus / S. Becker, W. Doring. – Springer Berlin Heidelberg, 1939. – 440 p.
24. **Jiles, D.C.** Introduction to magnetism and magnetic materials. Chapman and hall / D.C. Jiles. – New York: Chapman and Hall, 1991. – 440 p.
25. **Крупичка, С.** Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Т. 2 / С. Крупичка – Пер. с немецкого под редакцией А.С. Пахомова – Москва: Издательство "Мир" - 1976. – 253 с.
26. **Cullity, В.Д.** Introduction to magnetic materials, 2nd edition / В.Д. Cullity. – New York: Addison-Wesley, 1972. – 565 p.
27. **Coeu, J.M.D.** Handbook of magnetism and magnetic materials / J.M.D. Coeu, S.S.P. Parkin. - Springer, 2021. - 1714 p.
28. **Neel, L.** Energie des parois de Bloch dans les couches minces. Comptes rendus hebdomadaires / L. Neel, C.R. Acad // Science. – 1955. – V. 241. – № 6. – P. 533 – 537.
29. **Schlenker M.** Magnetism fundamentals edited by Etienne du Tremolet de Lacheisserie / Boston: Damien Gignoux, 2005. – 532 p.
30. **Трушин, О.С.** Исследование магнитных характеристик пермаллоевых наноструктур методом микромагнитного моделирования / О.С. Трушин, Н. Барабанова, В.П. Алексеев // Микроэлектроника. – 2009. – Т. 38. – № 3. – С. 198 – 203.

31. **Боков, В.А.** Физика магнетиков: учеб. пособие для вузов / В.А. Боков – ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН - СПб.: Невский Диалект; БХВ-Петербург, 2002. – 272 с.
32. **Brown, W.F.** Micromagnetics / W.F. Brown. – New York: Wiley, 1963. – 143 p.
33. **Kronmuller, H.** Handbook of magnetism and advanced magnetic materials / H. Kronmuller, S.S.P. Parkin // France: JohnWiley & Sons, 2007. – 506 p.
34. **McMichael, R.D.** Head to head domain wall structures in thin magnetic strips / R.D. McMichael, M.J. Donahue // IEEE Transactions on Magnetics. – 1997. – V. 33. – N 5. – P. 4167 – 4169.
35. **Nakatani, Y.** Head-to-head domain walls in soft nano-strips: a refined phase diagram / Y. Nakatani, A. Thiaville, J. Miltat // Journal of Magnetic and Magnetic Materials. – 2005. – V 290 – 291. – P. 750 – 753.
36. **Vedyayev, A.** Quantum effects in giant magnetoresistance due to interfaces in magnetic sandwiches / A. Vedyayev, M. Chshiev, B. Dieny // Journal of Magnetism Materials. – 1998. – V. 184. – № 2. – P. 145 – 154.
37. **Parkin, S.S.P.** Magnetic domain-wall racetrack memory / S.S.P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas // Science. – 2008. – V. 320. – P. 190 – 194.
38. **Hayashi, M.** Direct observation of the coherent precession of magnetic domain walls propagating along permalloy nanowires / M. Hayashi, L Thomas, C. Rettner, R. Moriya, S.S.P. Parkin. // Nature physics. – 2007. – V. 3. – № 1. – P. 21 – 25.
39. **Allwood, D.A.** Magnetic domain-wall logic / D.A. Allwood, G. Xiong, C.C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, R.P. Cowburn // Science. – 2005. – V. 309. – P. 1688 – 1692.
40. **Jonsson, H.** Nudged elastic band method for finding minimum energy paths of transitions / H. Jonsson, G. Mills, K.W. Jacobsen // Classical and Quantum Dynamics in Condensed Phase Simulations. Edited by B.J. Berne G. Ciccotti, D.F. Coker. – Singapore: World Scientific, 1998. – P. 385 – 404.

41. **Никитин, С.А.** Гигантское магнетосопротивление. / С.А. Никитин. // Соросовский образовательный журнал. – 2004. – Т. 8. – № 2. – С. 92 – 98.
42. **Prinz, G.A.** Spin-Polarized Transport / G.A. Prinz // Physics Today. – 1995. – № 4. – P. 58 – 63.
43. **Baibich, M.N.** Giant magnetoresistance of (001) Fe / (001) Cr magnetic Superlattices / M.N. Baibich, J.V. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas // Physical Review Letters. – 1988. – V. 61. – № 21. – P. 2472 – 2475.
44. **Dieny, B.** Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers / B. Dieny. // Journal of Magnetic Materials. – 1994. – V. 136. – № 3. – P. 335 – 359.
45. **Derbyshire, K.** Giant magnetoresistance for tomorrow's hard drives / K. Derbyshire, E. Korczynski // Solid State Technol. – 1995. – V. 5. – P. 57 – 66.
46. **Tumanski, S.** Thin magnetoresistive sensors / Tumanski S. – Bristol: Institute of Physics Pub, 2001. – 441 p.
47. **Coehoorn, R.** Giant magnetoresistance and magnetic interactions in exchange-biased spin-valves / Coehoorn R. // Handbook of magnetic materials. – V. 15. – Amsterdam. Elsevier Science, 2003. – P. 1 – 197.
48. **Касаткин, С.И.** Спинтронные магниторезистивные элементы и приборы на их основе / С.И. Касаткин, Н.П. Васильева, А.М. Муравьев – Москва: Электронинформ, 2005. – 168 с.
49. **Миляев, М.А.** Низкогистерезисные металлические спиновые клапаны с композитным свободным слоем / М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядко, Т.П. Криницина, В.В. Устинов // Труды XVI Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Н. Новгород, 2012. – Т. 1. – С. 131.
50. **Горячев, А.В.** Влияние формы спин-вентильных элементов на их магнитные и магниторезистивные характеристики / А.В. Горячев, М.Ю. Чиненков, Н.А. Дюжев, А.М. Медников, А.Ф. Попков,

- Ф.А. Пудонин // Известия вузов. ЭЛЕКТРОНИКА. – 2009. – Т. 75. – № 1. – С. 33.
- 51. Амеличев, В.В.** Спин-туннельные магниторезистивные элементы на основе многослойных наноструктур / В.В. Амеличев, П.А. Беляков, Д.В. Жуков, Ю.В. Казаков, Д.В. Костюк, Е.П. Орлов, С.И. Касаткин, А.И. Крикунов // Журнал технической физики. – 2017. – Т. 87. – № 8. – С. 1268 – 1270.
- 52. Tang, D.T.** Magnetic memory: fundamentals and technology / D.T. Tang, Y.-J. Lee. // Cambridge University Press (UK), 2010. – 196 p.
- 53. Костюченко, С.А.** Накопление информации с помощью энергонезависимых магниторезистивных запоминающих устройств / С.А. Костюченко, А.И. Дмитриев. // Труды МФТИ. – 2017. – Т. 9. – № 1. – С. 44 – 51.
- 54. Xu, Y.** Handbook of spintronics. / Y. Xu, D.D. Awschalom, J. Nitta. // Springer References, 2016. – 1609 p.
- 55. Klaui, M.** Magnetization configurations and reversal in small magnetic elements / M. Klaui, C.A. Fernandes Vaz // Handbook of magnetism and Magnetic Materials. – New York: Wiley&Sons Ltd, 2007. – V. 1 – 5. 2912 p.
- 56. Prejbeanu, I.L.** Thermally assisted MRAM / I.L. Prejbeanu, M. Kerekes, R.C. Sousa, H. Sibuet, O. Redon, B. Dieny, J.P. Nozieres // Journal of Physics Condensed Matter. – 2007. – Т. 19. – № 16. – P. 165218.
- 57. Bussmann, K.** Switching of vertical giant magnetoresistance devices by current through the device / K. Bussmann, G.A/ Prinz, S.-F.Cheng, D. Wang // Journal of Applied Physics. – 1999. – V. 75. – P. 2476.
- 58. Wachowiak, A.** Direct observation of internal spin structure of magnetic vortex cores / A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, R. Wiesendanger // Science. – 2002. – V. 298. – P. 577.

- 59. Raabe, J.** Magnetization pattern of ferromagnetic nanodisks / J. Raabe, R. Pulwey, R. Sattler, T. Schweinbock, J. Zweck, D. Weiss // *Journal of Applied Physics*. – 2000. – V. 88. – P. 4437.
- 60. Brown, W.F.** Colloque international de magnetisme. / W.F. Brown – France, Paris (7-eme), Grenoble: Centre National de la Recherche Scientiffque, 1985. – P. 37 – 40.
- 61. Колесников, П.Н.** Микромагнитное моделирование доменных структур в монокристаллической призме треугольного сечения / П.Н. Колесников, Н.А. Манаков, Ю.В. Толстобров // *Вестник ОГУ*. – 2007. – № 1 – С. 120 – 123.
- 62. Usov, N.A.** Influence of surface anisotropy on domain wall dynamics in magnetic nanotube / N.A. Usov, J.N. Serebryakova // *Applied Surface Science*. – 2017. – V. 421. – P. 155 – 158.
- 63. Herter, R.** Computation of the magnetic domain in bulk permalloy / R. Herter, H. Kronmuller // *Physical Review B*. – 1999. – V. 60. – № 10. – P. 7366 – 7378.
- 64. Толстобров, Ю.В.** Влияние метода минимизации функционала свободной энергии на результаты микромагнитного моделирования / Ю.В. Толстобров, Н.А. Манаков, А.А. Черемисин // *Физика металлов и металловедения*. – 2004. – Т. 98. – № 3. – С. 16 – 22.
- 65. Barherness, M.** Stray of iron electrodes for spin-polarized transport. / M. Barherness, A. Thieme, R. Eiselt, G. Meier. // *Journal of applied physics*. – 2003. – V. 93. – № 10. – P. 8400 – 8402.
- 66. Barthelness, M.** Stray fields of domains in permalloy microstructures – Measurements and simulations / M. Barthelness, C. Pels, A. Thieme, G. Meier. // *Journal of applied physics*. – 2004. – V. 95. – № 10. – P. 5641 – 5645.
- 67. Bolte, M.-A.B.W.** Simulation of micromagnetic phenomena / M.-A.B.W. Bolte, D.P.F. Moller, G.D. Meier, A. Thieme // 18<sup>th</sup> European

- simulation multiconference. Graham Horton SCS Europe. – Germany, Magdeburg, 2004. – P. 407 – 412.
- 68. Bruno, P.** Geometrically review letters / P. Bruno. // *Physical Review Letters* – 1999. – V. 83. – P. 2425 – 2428.
- 69. Molyneux, V.A.** Stable two- and three-dimensional geometrically constrained magnetic structures: The action of magnetic fields / V.A. Molyneux, V.V. Osipov, E.V. Ponizovskaya // *Physical Review B*. – 2002. – V. 65. – № 18. – P 184425.
- 70. Coey, J.M.D.** Magnetic excitations in a nanocontact / J.M.D. Coey, L. Berger, Y. Labaye // *Physical Review B*. – 2001. – V. 64. – № 2. – P. 020407.
- 71. Li, S.P.** Magnetic domain confinement by anisotropy modulation / S.P. Li, W.S. Lew, J.A.C. Bland, L. Lopez-Diaz, C.A.F. Vaz, M. Natali, Y. Chen // *Physical Review Letters*. – 2002. – V. 88. – № 8. – P. 087 – 202.
- 72. Garsia, N.** Shift of geometrically localized magnetic walls in thin films under a magnetic field / N. Garsia, V.V. Osipov, E.V. Ponizovskaya. // *Physical Review B*. – 2001. – V. 64. – № 18. – P 184412.
- 73. Звездин, К.А.** Фазовые превращения магнитной структуры в пленочных наномостиках / К.А. Звездин, А.В. Хвальковский // *Физика твердого тела*. – 2005. – Т. 47. – № 6. – С. 1137 – 1146.
- 74. Usov, N.A.** Magnetization reversal of thin ferromagnetic elements with surface anisotropy / N.A. Usov, J.N. Serebryakova // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2018. – V. 453. – P. 142 – 148.
- 75. Kakay, A.** Numerical investigations of micromagnetic structures: PhD thesis, Research Institute for Solid State Physics and Optics, Hungarian Academy of Sciences / Attila Kakay. – 2005. – 97 p.
- 76. Fidler, J.** Micromagnetic modeling – the current state of the art / J. Fidler, T. Schreft // *Journal Physics D: Applied Physics*. – 2000. – V. 33. – № 15 – P. R135 – K156.



- 77. Трушин О.С.** Микромагнитное моделирование пленочных наноструктур (Глава 3) / О.С. Трушин, Н.И. Барабанова // Кремниевые наноструктуры. Физика. Технология. Моделирование. Монография под общей редакцией В.И. Рудакова. – Ярославль. Издательство «Индиго», 2014. – 568 с.
- 78. Newell, F.J.** A generalization of the demagnetizing tensor for nonuniform magnetization / F.J. Newell, W. Williams, D.J. Dunlop // Journal of Geophysical Research, – 1993. – V. 98. – N B6. – P 9551 – 9555.
- 79. Dao, N.** Micromagnetics simulation of nanoshaped iron elements: comparison with experiment / N. Dao, S.R. Homer, S.L. Whittenburg // Journal of applied physics. – 1999. – V. 86. – N 6. – P. 3262 – 3264.
- 80. Барабанова, Н.И.** Исследование магнитных характеристик прямоугольных микроструктур из железа методом микромагнитного моделирования / Н.И. Барабанова, О.С. Трушин, В.П. Алексеев // Вестник Ярославского государственного университета им. П.Г. Демидова. Серия Физика. Радиотехника. Связь. – 2009. – № 1. – С. 4 – 7.
- 81. Suess D.** Reliability of sharrocks equation for exchange spring bilayers / D. Suess, S. Eder, J. Lee, R. Dittrich, J. Fidler, J.W. Harrell, T. Schrefl, G. Hrkac, M. Schabes, N. Supper, A. Berger // Physical Review B. – 2007. – V. 75. – № 18. – P 174430.
- 82. Jonsson, H.** Nudged elastic band method for finding minimum energy paths of transitions / H. Jonsson, G. Mills, K.W. Jacobsen // Classical and Quantum Dynamics in Condensed Phase Simulations Ed. Berne B.J., Ciccotti G., Coker D.F. World Scientific. Singapore. – 1998. – P. 385 – 404.
- 83. Dittrich, R.** Finite element calculations of energy barriers in magnetic systems: PhD dissertation, Technical University of Wien / Rok Dittrich. – 2003. – 155 p.
- 84. Sohryer, N. L.** The motion of  $180^\circ$  domain walls in uniform dc magnetic fields / N.L. Sohryer, L.R. Walker // Journal of Applied Physics. – 1974. – V. 45. – P. 5406 – 5421.

- 85. Yamaguchi, A.** Real-space observation of current-driven domain wall motion on submicron magnetic wires / A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, T. Shinjo // *Physical Review Letters*. – 2004. – V. 92. – № 7 – P. 77205.
- 86. Allwood, D.A.** Magnetic domain-wall logic / D.A. Allwood, G. Xiong, C.C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, R.P. Cowburn // *Science*. – 2005. – V. 309. – № 5741. – P. 1688 – 1692.
- 87. Beach, G.D.** Dynamics of field-driven domain-wall propagation in ferromagnetic nanowires / G.S.D Beach, C. Nistor, C. Knutson, M. Tsoi, J.L. Erskine. // *Nature Materials*. – 2005. – V. 4. – P. 741 – 744.
- 88. Yang, J.** Magnetic domain-wall velocity oscillations nanowires / J. Yang, C. Nistor, G.S.D. Beach, J.L. Erskine // *Physical Review B*. – 2008. – V. 77. – N 1 – P. 014413.
- 89. Bruan, M.T.** Magnetic domain wall propagation in nanowires under transverse magnetic fields / M.T. Bryan, T. Schrefl, D. Atkinson, D.A. Allwood // *Journal of Applied Physics*. – 2008. – V. 103. – № 7. – P 073906.
- 90. Tretiakov, O.A.** Dynamics of domain walls in magnetic nanostrips / O.A. Tretiakov, D. Clarke, G.-W. Chern, Y.B. Bazaliy, O. Tchernyshyov // *Physical Review Letters*. – 2008. – V. 100. – № 12. – P. 127204.
- 91. Wang, X.R.** High field domain wall propagation velocity in magnetic nanowires / X.R. Wang, P. Yan, J. Lu // *Europhysics Letters*. – 2009. – V. 86. – P. 67001.
- 92. Wang, X.R.** Magnetic field driven-wall propagation in magnetic nanowires / X.R. Wang, P. Yan, J. Lu, C. He // *Annals of Physics*. – 2009. – V. 324. – № 8. – P. 1815 – 1820.
- 93. Lu, J.** Motion of transverse domain walls in thin magnetic nanostripes under transverse magnetic fields / J. Lu, X.R. Wang // *Journal of Applied Physics*. – 2010. – V. 107. – P. 083915.

94. **Mougin, A.** Domain wall mobility, stability and Walker breakdown in magnetic nanowires / A. Mougin, M. Cormier, J.P. Adam, P.J. Metaxas, J. Ferre // *Europhysics Letters*. – 2007. – V. 78. – № 5. – P. 57007.
95. **Li, Z.** Domain-wall dynamics and spin-wave excitations with spin-transfer torques / Z. Li, S. Zhang // *Physical Review Letters*. – 2004. – V. 92. – P. 207203.
96. **Thiaville, A.** Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires / A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, Y. Suzuki // *Europhysics Letters*. – 2005. – V. 69. – № 6. – P. 990 – 996.
97. **Beach, G.S.D.** Nonlinear domain-wall velocity enhancement by spin-polarized electric current / G.S.D Beach, C. Knutson, C. Nistor, M. Tsoi, J.L. Erskine // *Physical Review Letters*. – 2006. – V. 97. – № 5. – P. 57203.
98. **Hayashi, M.** Current-controlled magnetic domain-wall nanowire shift register / M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, S.S.P. Parkin // *Science*. – 2008. – V. 320. – P. 209 – 211.
99. **Tretiakov, O.A.** Current driven magnetization dynamics in ferromagnetic nanowires with a Dzyaloshinskii-Moriya interaction / O.A. Tretiakov, A. Abanov // *Physical Review Letters*. – 2010. – V. 105. – № 15. – P. 157201.
100. **Tretiakov, O.A.** Domain-wall dynamics in translationally noninvariant nanowires: theory and applications / O.A. Tretiakov, Y. Liu, A. Abanov // *Physical Review Letters*. – 2012. – V. 108. – № 24. – P. 247201.
101. **Nakatani, Y.** Computer simulation of domain wall motion in a magnetic strip lane with submicron width / Y. Nakatani, N. Hayashi, T. Ono, H. Miyajima // *IEEE Transactions on Magnetics*. – 2001. – V. 37. – № 4. – P. 2129 – 2131.
102. **Трушин, О.С.** Прецессия доменной стенки в узком магнитном нанопроводе / О.С. Трушин, Н.И. Барабанова // *Микроэлектроника*. – 2021. – Т. 50. – № 1. – С. 1 – 6.

- 103. Trushin, O.** Energetics of domain wall in magnetic nanowire / O. Trushin, N. Barabanova N // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – V. 1389. Art. № 012003. – 5 p.
- 104. Трушин, О.С.** Влияние технологических факторов на микромагнитные состояния магнитных наноструктур / О.С. Трушин, В.В. Наумов, Н.И. Барабанова, В.Ф. Бочкарев // Известия РАН. Серия физическая. – 2014. – Т. 78. – № 1. – С. 32 – 35.
- 105. Repetski, E.J.** Improved interfaces and magnetic properties using  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  seed layer / E.J. Repetski, D.X. Yang, H.D. Chopra, P.J. Chen, W.F. Egelhoff // Journal of Applied Physics. – 2002. – V. 91. – № 6. – P. 3891 – 3895.
- 106. Трушин, О.С.** Особенности магнитного переключения ячеек памяти TAS MRAM / О.С. Трушин, Н.И. Барабанова // Вестник Ярославского государственного университета им. П.Г. Демидова. Серия Естественные и технические науки. – 2013. – № 2013. – С. 2 – 7.
- 107. Трушин, О.С.** Особенности магнитного переключения ячеек памяти TAS MRAM / О.С. Трушин, Н.И. Барабанова // Труды Физико-технологического института. – 2014. – Т. 24. – С. 244 – 251.