

На правах рукописи



Скирдков Петр Николаевич

Спин-трансферный диодный эффект в магнитных тунNELьных переходах

1.3.8. Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2025

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Федеральном исследовательском центре «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук».

**Научный
руководитель:**

*Звездин Константин Анатольевич – доктор физ.-мат. наук,
ведущий научный сотрудник специализированной учебно-
научной лаборатории сверхбыстрой динамики ферроионов
кафедры наноэлектронники Института перспективных
технологий и индустриального программирования
Федерального государственного бюджетного
образовательного учреждения высшего образования "МИРЭА -
Российский технологический университет"*

**Официальные
оппоненты:**

*Усов Николай Александрович – доктор физ.-мат. наук,
ведущий научный сотрудник отдела магнетизма Земли и
планет Федерального государственного бюджетного
учреждения науки Института земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкиова
Российской академии наук*

*Пудонин Федор Алексеевич – доктор физ.-мат. наук, главный
научный сотрудник Лаборатории физики неравновесных
явлений в неоднородных системах Отдела физики
полупроводников и наноструктур Отделения физики твердого
тела Федерального государственного бюджетного
учреждения науки Физический институт им. П.Н. Лебедева
Российской академии наук*

**Ведущая
организация:**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

Защита диссертации состоится 23 марта 2026 года в 15:00
На заседании диссертационного совета 24.1.223.03 при ИОФ РАН по адресу:
119991, г. Москва, ул. Вавилова, д. 38, корп. №1, конференц-зал.
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИОФ РАН и на сайте <https://diss.gpi.ru/all>.
Автореферат диссертации разослан

Ученый секретарь диссертационного совета 24.1.223.03

канд. физ.-мат. наук
тел.: +7 (499) 503-8780



Осадчий Александр Валентинович

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

Спинtronика (спиновая электроника) – современное направление квантовой электроники, использующее одновременно заряд и спин электрона. В традиционной электронике передача, хранение и обработка информации основаны на зарядах и зарядовых токах. В спинtronике же ключевую роль играют спины и спиновые токи. Спинtronика родилась в 1988 году с открытием гигантского магнетосопротивления (ГМС) [1; 2]. Гигантское магнетосопротивление – это квантовый эффект, наблюдаемый в многослойных структурах, состоящих из чередующихся ферромагнитных и немагнитных проводящих слоев с нанометровой толщиной. Эффект заключается в изменении электрического сопротивления структуры при изменении взаимной ориентации намагниченности магнитных слоев от параллельной к антипараллельной. Общее электрическое сопротивление ниже при параллельном выстраивании намагниченности и выше при антипараллельном. Эффект ГМС основан на спин-зависимом рассеянии электронов в многослойных структурах. Этот эффект произвел революцию в индустрии хранения данных, значительно улучшив производительностьчитывающей головки жесткого диска. За открытие этого эффекта Альберт Ферт и Петер Грюнберг были удостоены Нобелевской премии по физике 2007 года. Технология гигантского магнетосопротивления (ГМС) широко применяется в аэрокосмической и автомобильной промышленности, неразрушающем контроле материалов, навигации, мобильных устройствах и биомедицинских измерениях. Позднее на смену эффекту ГМС пришел эффект туннельного магнетосопротивления (ТМС) [3]. Эффект ТМС был впервые описан в 1975 году Мишеле Жюльером (Университет Ренна, Франция) в соединениях Fe/Ge-O/Co. Однако, его массовое использование началось после того, как в 2004 году Паркин [4] и Юаса [5] экспериментально продемонстрировали до 200% ТМС при комнатной температуре в многослойных структурах Fe/MgO/Fe. В настоящее время такие значения эффекта ТМС становятся стандартными для промышленных стеков магнитных туннельных переходов.

Одним из основных объектов как научных, так и прикладных разработок в области спинtronики на сегодняшний день является магнитный туннельный переход (МТП). Типичный МТП [4—6] представляет собой трехслойную гетероструктуру, имеющую форму наноточки с субмикронными диаметрами. Первый слой данной гетероструктуры изготовлен из ферромагнитного материала и играет роль спин-поляризатора (также называемого опорным слоем). Обычно он закреплен дополнительным антиферромагнитным слоем или синтетическим антиферромагнетиком для фиксации его намагниченности. Второй слой представляет собой диэлектрическую оксидную прослойку (обычно MgO), которая предотвращает прямое обменное взаимодействие между магнитными слоями и обеспечивает туннельное магнетосопротивление (ТМС). Последний представляет собой свободный слой из ферромагнитного материала. Обычно он имеет два устойчивых состояния: параллельное и антипараллельное фиксированному ферромагнитному слою. В реальных стеках также присутствуют некоторые дополнительные слои, которые используются для закрепления, для препятствования окислению и т.д. Сопротивление такой структуры изменяется с изменением взаимного направления намагниченностей, что помогает считывать магнитное состояние МТП посредством измерения его сопротивления, как и в устройствах на основе ГМС.

Приведенные выше эффекты магнетосопротивления дают возможность детектировать состояние намагниченности, однако, также существует необходимость управлять им с помощью внешних стимулов. В дополнение к внешнему магнитному полю, которое часто трудно создать и локализовать в реальных наномасштабных спинtronических устройствах, эффект переноса спина привлекает большое внимание. Данный эффект был предсказан в 1996 году теоретически [7; 8] и впервые наблюдался экспериментально около 2000 года [9—12]. Суть эффекта переноса спина в следующем. При пропускании через МТП электрического тока, направленного перпендикулярно плоскости, электроны проводимости приобретают

спиновую поляризацию в закреплённом слое (поляризаторе), которую они сохраняют и при прохождении через тонкую немагнитную прослойку. Попадая во второй магнитный слой (свободный слой), намагниченный неколлинеарно первому, электроны попадают в сильное обменное поле локализованных электронов и на расстоянии нескольких ангстремов приобретают новое направление спиновой поляризации. При этом тот момент импульса, который они принесли из слоя с фиксированной намагниченностью, передаётся магнитной системе свободного слоя, создавая врачающий момент, который может привести в том числе к переключению намагниченности. На основе комбинации данного эффекта и эффекта ТМС был разработана магнитная память с произвольным доступом, которая сейчас активно выводится на рынок такими компаниями как Samsung и Toshiba.

Фундаментальная важность спинtronики заключается в изучении новых физических механизмов спин-зависимого транспорта, взаимосвязи магнитных и электронных свойств наноструктур, а также взаимодействия спиновых токов с магнитными состояниями. Эти исследования способствуют развитию физики конденсированного состояния и открывают возможности для реализации принципиально новых устройств, основанных на спиновых явлениях.

В то время как в случае переключения ячейки магнитной памяти используется только постоянный ток, переменный ток может обеспечить новую степень свободы и привести к некоторым новым динамическим эффектам. Первым примером динамических эффектов в МТП под действием инжектированного тока является устойчивая прецессия намагниченности с микроволновой частотой. Данный эффект позволил создать генератор переменного сигнала, который получил название спин-трансферный нано-осциллятор (СТНО). Микроволновое излучение такого устройства было впервые продемонстрировано в 2003 году [13; 14]. Дальнейший переход к магнитным тунNELьным переходам на основе MgO в 2008 году позволил увеличить излучаемую мощность до микро ваттного диапазона и даже выше [15—17]. Такие спинtronные наногенераторы совместимы с КМОП, обладают высокой интегрируемостью, настраиваемостью, гибкостью и могут работать даже при нулевом поле, а потому потенциально весьма перспективны для телекоммуникационных технологий.

В то же время существует эффект, противоположный упомянутой выше генерации радиочастотного сигнала. Если переменный ток радиочастоты подается на МТП, то эффект переноса спина приводит к колебаниям намагниченности. При этом, если частота приложенного микроволнового тока близка собственной частоте свободного слоя, индуцированное движение намагниченности может быть сильно усилено посредством резонанса. Во время этого процесса осциллирующая намагниченность приводит к колебаниям сопротивления на той же частоте из-за эффекта ТМС, что приводит к появлению постоянного напряжения на интерфейсе структуры. Это явление выпрямления радиочастотного сигнала получило название спин-трансферный диодный эффект [18], а само устройство — спин-трансферный диод. Данный эффект может лежать в основе высокочувствительных и широкополосных микроволновых приемников и детекторов. Дополнительный интерес также вызывает соответствие характерных резонансных частот используемым телекоммуникационным стандартам частоты. В результате основанные на СТДЭ устройства находят применение в телекоммуникациях, системах сбора радиочастотной энергии и других областях, требующих детекторов с заданными характеристиками частоты и чувствительности.

Вместе с тем фундаментальные механизмы влияния микроволновых спиновых токов на динамические свойства намагниченности остаются недостаточно изученными. Исследование этих процессов не только углубляет наше понимание взаимодействия спиновых явлений, но и позволяет разрабатывать устройства с улучшенными характеристиками. Это отвечает современным вызовам в физике и инженерии магнитных наноструктур.

Таким образом, тема работы имеет как прикладное, так и фундаментальное значение, что определяет её актуальность.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью представленной работы является теоретическое исследование фундаментальных механизмов влияния спиновых токов на динамические свойства намагниченности в магнитных тунNELьных переходах, а также изучение возможности их использования для разработки высокочувствительных и широкополосных микроволновых спин-трансферных диодов (СТД) с заданными характеристиками.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Теоретическое изучение механизмов влияния микроволновых спиновых токов на динамические свойства намагниченности в магнитных тунNELьных переходах.
2. Разработка математических моделей, описывающих взаимодействие спиновых токов и намагниченности в магнитных тунNELьных переходах для различных типов магнитной анизотропии.
3. Теоретическое исследование устойчивости и динамических характеристик лёгкоконусного и вихревого магнитных состояний в свободном слое спин-трансферного диода под воздействием микроволновых спиновых токов.
4. Оценка влияния межслойного обменного взаимодействия и магнитостатических эффектов на резонансные частоты и спектральные свойства спин-трансферных диодов.
5. Проведение численного моделирования для анализа динамики намагниченности и переходных процессов в спин-трансферных диодах выбранных дизайнов под воздействием микроволновых спиновых токов.
6. Теоретическое описание механизмов формирования широкополосного микроволнового выпрямления в спин-трансферных диодах.
7. Разработка теоретических подходов к управлению резонансными характеристиками для оптимизации частотного диапазона спин-трансферных диодов.

Научная новизна

1. Впервые предложена конструкция СТД с намагниченностями обоих ферромагнитных слоев, закреплёнными под разными углами с помощью антиферромагнитных слоёв с разными температурами Нееля. Теоретически показано, что такая конструкция позволяет значительно повысить резонансную рабочую частоту устройства, достигая порядка 9 ГГц, что превосходит характеристики традиционных СТД. Предложен метод настройки резонансной частоты на этапе производства без потери чувствительности.
2. Впервые проведён аналитический и микромагнитный анализ спектральных характеристик вихревого СТД, работающего на субгигагерцовской частоте. На основе уравнения Тиля разработана модель, позволяющая описать динамику вихря и спин-диодный эффект в зависимости от мощности радиочастотного сигнала и постоянного тока смещения. Выявлено, что применение постоянного тока смещения со значениями, близкими к критическому, может значительно улучшить чувствительность, вплоть до $A P_{in}^{-1/3}$, где P_{in} – входная мощность радиочастотного сигнала, без перехода к автогенерации.
3. Теоретически объяснён обнаруженный новый эффект широкополосного выпрямления в СТД, основанный на угловом положении намагниченности свободного слоя, лежащей в плоскости, относительно намагниченности поляризатора. Продемонстрировано, что в условиях внешнего магнитного поля, ориентированного под некоторым углом к легкой оси свободного слоя МТП, выпрямленное напряжение формируется в диапазоне частот от долей ГГц до 6 ГГц. Разработанная аналитическая модель и проведенное микромагнитное моделирование подтвердили магнитную природу эффекта.
4. Теоретически объяснён обнаруженный новый эффект широкополосного выпрямления, обусловленный формированием неоднородных микромагнитных состояний (С- и S-состояний) в свободном слое СТД. Установлено, что локальное появление ненулевого угла между намагниченностями свободного слоя и поляризатора приводит к широкополосному выпрямлению сигнала. Проведено микромагнитное моделирование, подтвердившее экспериментально наблюдаемый эффект.

5. Теоретически обнаружен и исследован новый механизм магнитостатически индуцированного формирования лёгкоконусного магнитного состояния в свободном слое МТП с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА). Разработана аналитическая модель и проведены численные расчёты, подтверждающие высокую эффективность предложенной конструкции. Показано, что правильный выбор толщины свободного слоя позволяет достичь рекордной чувствительности СТД до 4650 мВ/мВт после согласования импеданса.
6. Впервые теоретически исследованы динамические свойства лёгкоконусного состояния в свободном слое СТД с учётом магнитостатического взаимодействия и ПМА (первого и второго порядка). Показано, что магнитостатическое поле расширяет область существования этого состояния. Предложен новый подход к устранению паразитных магнитостатических полей и повышению эффективности выпрямления через оптимизацию геометрии МТП.

Теоретическая и практическая значимость работы

Проведённые исследования по расширению частотного диапазона и повышению чувствительности спин-трансферных диодов (СТД) обладают высокой фундаментальной и прикладной значимостью. Разработанные подходы и модели расширяют понимание физики взаимодействия микроволновых спиновых токов с динамическими состояниями намагниченности в магнитныхnanoструктурах. В частности, исследованы новые механизмы формирования и устойчивости магнитных состояний, такие как лёгкоконусное состояние и вихревые конфигурации, что позволяет углубить знания о динамике намагниченности под действием спиновых токов. Эти результаты имеют фундаментальное значение для развития физики конденсированного состояния, особенно в контексте спинtronики и наномагнетизма.

Практическая значимость работы заключается в теоретической разработке конструкций высокочувствительных детекторов переменного сигнала, работающих в диапазоне частот от долей до десятков гигагерц. Такие устройства находят применение в телекоммуникациях, системах неразрушающего контроля, навигации, голограмии, биомедицинских технологиях и устройствах интернета вещей (IoT). Разработанные конструкции СТД и методы настройки их резонансных характеристик позволяют создавать устройства с заданными параметрами, что расширяет их потенциальные области применения. Помимо разработки детекторов для приёма информации, открываются перспективы создания беспроводных приёмников энергии для питания маломощных датчиков, что имеет особую важность для IoT и биомедицины.

С теоретической точки зрения, результаты исследования позволяют описать и объяснить ранее неизвестные эффекты, включая механизмы формирования широкополосного выпрямления и зависимости динамики намагниченности от параметров тунNELьных структур. Эти достижения улучшают понимание физических процессов в спин-зависимых системах, вносят значительный вклад в развитие теории взаимодействия микроволновых спиновых токов и магнитных состояний. Полученные результаты могут быть использованы для дальнейших исследований в области квантовой электроники, магноники и разработки новых типов спинtronных устройств.

Методология и методы исследований

В рамках работы применялась методология, объединяющая численное моделирование и аналитические подходы для изучения динамики магнитных систем под воздействием спин-поляризованных токов. Она включает в себя три взаимодополняющих компонента (метода), обеспечивающих многоуровневое понимание процессов:

1. Микромагнитное моделирование: Использован подход, основанный на решении уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта (УЛЛГ) с учётом дополнительного вклада от эффекта переноса спина. Моделирование выполнялось с помощью программного пакета SpinPM на прямоугольной сетке с равномерной дискретизацией по осям x и y и неравномерной дискретизацией по оси z. Решение УЛЛГ осуществлялось методом Рунге-Кутты четвёртого

порядка точности с адаптивным контролем шага интегрирования по времени, что обеспечивало высокую точность и стабильность вычислений.

2. Аналитическое описание динамики намагниченности: Разработаны аналитические модели на основе уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, включающие дополнительные вклады, обусловленные эффектом переноса спина. Эти модели позволили описать основные механизмы возбуждения динамики намагниченности в системах с тунNELьным магнетосопротивлением.
3. Аналитическое описание динамики магнитных вихрей: Для анализа динамики магнитных вихрей применено уравнение Тиля с учётом эффектов переноса спина. Разработанные модели использовались для описания устойчивости вихревых состояний, их динамических свойств и влияния внешних факторов, таких как радиочастотный и постоянный спин-поляризованные токи.

В рамках используемой методологии происходит синергия методов. С одной стороны, микромагнитное моделирование даёт детальную пространственную картину, но требует значительных ресурсов. С другой стороны, аналитические модели на основе УЛЛГ и уравнения Тиля позволяют быстро оценить ключевые параметры системы и выявить общие закономерности. За счет этого реализуется комбинированный подход, который оказывается эффективен для изучения и оптимизации устройств спинtronики. Данная методология обеспечивает комплексный анализ магнитных систем, сочетая точность численных методов с ясностью аналитических решений, что критически важно для разработки спинtronных устройств нового поколения.

Положения, выносимые на защиту:

1. Резонансная частота спин-трансферного диода диаметром 140 нм, в котором оба ферромагнитных слоя из пермаллоя закреплены антиферромагнетиками под углами 70°–160°, достигает диапазона 8.6–9.5 ГГц. При приложении постоянного тока смещения 1 мА максимальная микроволновая чувствительность 1500 мВ/мВт достигается при угле закрепления 125°.
2. Для спин-трансферного диода диаметром 200 нм со свободным слоем из пермаллоя толщиной 8 нм и вихревым распределением намагниченности резонансные частоты выпрямления составляют 380–410 МГц. Добавление постоянного тока смещения позволяет увеличить чувствительность устройства вплоть до зависимости $A P_{in}^{-1/3}$, где P_{in} – входная мощность радиочастотного сигнала, без перехода к автогенерации.
3. Широкополосное выпрямление переменного сигнала в спин-трансферном диоде реализуется как при неколлинеарных направлениях намагниченностей свободного слоя и поляризатора, так и при наличии неоднородного микромагнитного распределения (С- и S-состояния) в свободном слое. Неколлинеарное состояние может быть достигнуто за счёт ориентации эллиптических образцов под углом к намагниченности поляризатора или приложения внешнего магнитного поля под углом к намагниченности поляризатора.
4. Пассивная чувствительность выпрямления достигает 4650 мВ/мВт в спин-трансферном диоде с перпендикулярной магнитной анизотропией первого порядка в случае лёгкоконусного магнитного состояния, сформированного за счёт магнитостатического взаимодействия свободного слоя с синтетическим антиферромагнетиком. При ориентации намагниченности поляризатора перпендикулярно эллиптичности диода область эффективного выпрямления сохраняется вплоть до магнитостатических полей порядка 50 Э.

Личный вклад соискателя

Личный вклад соискателя в диссертационную работу заключается в постановке задач совместно с научным руководителем, разработке методов их решения, проведении микромагнитного моделирования, построении аналитических моделей, в анализе и интерпретации полученных данных, а также написании текстов статей. Все результаты,

представленные в диссертации, получены автором лично или при его определяющем участии, при консультационной поддержке научного руководителя.

Степень достоверности

Достоверность полученных данных обеспечивается применением современных теоретических подходов в моделировании и аналитическом описании; воспроизводимостью результатов; хорошим согласием полученных результатов с имеющимися литературными данными и результатами других научных групп; воспроизводимостью результатов. Также достоверность подтверждается неоднократной экспериментальной проверкой результатов предсказаний микромагнитного моделирования.

Апробация результатов

Основные результаты диссертационной работы были представлены и обсуждены на Всероссийских и международных конференциях:

- Moscow International Symposium on Magnetism 2017, Москва, Россия, 1-5 июля 2017.
- International conference on Magnetism and Spintronics: “Sol-Skymag 2017”, Сан-Себастьян, Испания, 19-23 июня 2017.
- HMMM - XXIII Новое в магнетизме и магнитных материалах, Москва, Россия, 30 июня - 5 июля 2018.
- Joint European Magnetic Symposia JEMS 2018, Майнц, Германия, 3-7 сентября 2018.
- 4th Workshop on Spintronic Memory and Logic(4th SML), Пекин, Китай, 20-22 мая 2019.
- The 8th International Workshop on Magnetic Wires, Калининград, Россия, 21-22 августа 2019.
- Joint European Magnetism Symposia JEMS 2020, онлайн, 7-11 декабря 2020.
- Международная конференция «Functional materials» ICFM-2021, Алушта, Россия, 4-8 октября 2021.
- International conference on Magnetism and Spintronics: “Sol-Skymag 2021”, Сан-Себастьян, Испания, 21-24 июня 2021.
- 2021 IEEE International Magnetic Conference (INTERMAG), онлайн, 26-30 апреля 2021
- VIII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism», Казань, Россия, 22–26 августа 2022.
- XXXIII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления: физика и применения» имени А.П. Сухорукова («Волны-2022»), Красновидово, Россия, 5-10 июня 2022.
- XXVII Международный симпозиум «НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА», Нижний Новгород, Россия, 13-16 марта 2023.
- XXVIII Международный симпозиум «НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА», Нижний Новгород, Россия, 11-15 марта 2024.
- Конференция «Спиновая физика, спиновая химия и спиновая технология», Санкт-Петербург, Россия, 6-9 октября 2025.

Публикации по теме диссертации

Результаты диссертационной работы опубликованы в 6 печатных работах в рецензируемых научных журналах из списка ВАК и в 1 обзорной работе, а также в 20 тезисах конференций. Также на основе полученных результатов запатентованы три изобретения.

Соответствие паспорту специальности

Содержание исследования соответствует следующим пунктам специальности 1.3.8. Физика конденсированного состояния для отрасли науки физико-математические: п1. Теоретическое и экспериментальное изучение физической природы и свойств неорганических и органических соединений как в кристаллическом (моно- и поликристаллы), так и в аморфном состоянии, в том числе композитов и гетероструктур, в зависимости от их химического, изотопного состава, температуры и давления; п5. Разработка математических

моделей построения фазовых диаграмм состояния и прогнозирование изменения физических свойств конденсированных веществ в зависимости от внешних условий их нахождения.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы и приложения. Материал работы изложен на 112 страницах, включая 39 рисунков и 1 таблицу. Список литературы содержит 151 наименование.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы исследования, связанная с перспективным направлением спинtronики и изучением спин-трансферного диодного эффекта (СТДЭ) в магнитных тунNELьных переходах (МТП). Определены цель и задачи работы, сформулированы научная новизна, теоретическая и практическая значимость, а также положения, выносимые на защиту.

Первая глава диссертации носит обзорный характер. В ней проведён анализ современных достижений в области спинtronики, включающий эффекты гигантского и тунNELьного магнетосопротивления, перенос спина и их применение в спинtronных устройствах. Рассмотрены принципы работы магнитных тунNELьных переходов, особенности их конструкции, а также динамические эффекты, возникающие под действием спиновых токов. Отдельно рассмотрен спин-трансферный диодный эффект. Приведён обзор методов повышения чувствительности и расширения частотного диапазона работы спин-трансферных диодов, существующих на сегодняшний день. Обоснована необходимость дальнейших исследований для разработки высокочувствительных и широкополосных СТД с заданными характеристиками.

Вторая глава диссертации посвящена методам численного моделирования спинtronных многослойных магнитных гетероструктур. Изложены аналитические и численные методы, применённые в работе. Приведено уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта (УЛЛГ), учитывающее эффект переноса спина. Детализирован процесс микромагнитного моделирования, включая постановку начальных и граничных условий, алгоритмы расчёта динамики намагниченности и методы решения уравнений. Особое вниманиеделено эффективному полю, включающему вклад обменного взаимодействия, магнитостатического взаимодействия и анизотропии. Описан используемый программный пакет SpinPM, обеспечивающий высокую точность расчётов и позволяющий моделировать сложные конфигурации магнитных структур.

Третья глава диссертации посвящена разработке спин-трансферных диодов с повышенными и пониженными резонансными частотами.

В разделе 3.1 рассматривается СТД, в котором оба ферромагнитных (ФМ) слоя мягко закреплены под разными углами за счёт антиферромагнитных (АФМ) слоёв с различными температурами Нееля. Сначала анализируются равновесные состояния обоих ФМ слоёв. Микромагнитное моделирование показало, что их намагниченности остаются квазиоднородными, однако не полностью совпадают с осями пиннинга АФМ. Это связано с действием двух конкурирующих факторов: антиферромагнитного обменного поля, которое стремится зафиксировать намагниченность каждого ФМ слоя вдоль соответствующего направления АФМ пиннинга, и магнитостатического поля, способствующего антипараллельной ориентации намагниченностей ФМ слоёв. Взаимодействие этих эффектов приводит к сложной конфигурации магнитных моментов в слоях, отличающейся от ожидаемого жёсткого закрепления вдоль осей пиннинга.

Далее было исследовано возбуждение СТД постоянным током. Моделирование показало, что в широком диапазоне угла АФМ пиннинга существует критический ток, при котором система переходит в режим автоколебаний с динамикой в обоих ФМ слоях. Для анализа влияния различных врачающих моментов на возбуждение намагниченности был проведён сравнительный расчёт, учитывающий по отдельности действие полевого

вращающего момента и момента Слончевского. В первом случае переходные колебания затухали до нуля за короткое время, тогда как во втором случае наблюдались устойчивые автоколебания. Это указывает на ведущую роль момента Слончевского в возбуждении намагниченности в рассматриваемой структуре.

Затем было рассмотрено действие на систему переменного тока, как с дополнительным постоянным током смещения, так и без него, на примере случая угла между направлениями АФМ закрепления 120° . Амплитуда плотности переменного тока фиксировалась на уровне 10^4 А/см², что соответствует мощности падающего СВЧ-сигнала 10^{-9} Вт. Был рассмотрен диапазон частот 9 – 9,5 ГГц при различных значениях постоянных токов смещения, выбранных ниже критического (равного в данном случае $6,52 \times 10^6$ А/см²). Результаты моделирования показали, что максимальная резонансная чувствительность наблюдается, при значении постоянного тока смещения немного ниже критического. Таким образом, даже постоянный ток смещения, не превышающий критическое значение, способен существенно повысить чувствительность исследуемого СТД — в рассматриваемом случае с 20 до 1200 мВ/мВт. Далее была исследована чувствительность СТД как при нулевом токе смещения, так и при токе смещения в 99% от критического, для различных углов между направлениями закрепления АФМ (от 70° до 160°). На основании полученных данных (см. рис. 1) установлено, что резонансная частота изменяется по мере изменения угла между полями обменного смещения, а максимальная чувствительность 1670 мВ/мВт достигается при угле около 125° . Как видно из этих результатов, чувствительность остается высокой вплоть до угла 70° . Данные результаты подтверждают возможность изготовления рассматриваемых СТД с заданной резонансной частотой в широком диапазоне (8,5–9,5 ГГц) за счёт изменения угла между АФМ в процессе отжига, без значительного ухудшения микроволновой чувствительности. Также были отдельно рассмотрены возможные пути оптимизации стэка для компенсации повышенного эффективного затухания.

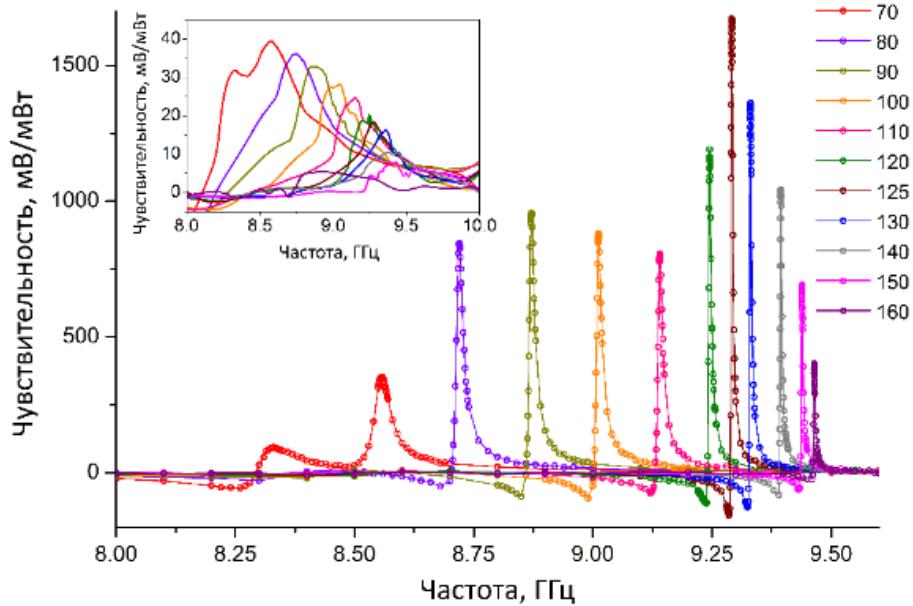


Рис. 1. Зависимость чувствительности от частоты переменного тока для различных углов между направлениями закрепления АФМ в случае тока смещения 99% от критического. Вставка: в случае возбуждения только переменным током.

В разделе 3.2 диссертации рассмотрен вихревой спин-трансферный диод, представляющий из себя трехслойную структуру ферромагнетики – туннельный слой – ферромагнетик. В первом ферромагнитном слое намагниченность имеет вихревое распределение, а второй ферромагнитный слой, выполняющий роль поляризатора, намагничен под углом к плоскости слоя.

Для корректного анализа влияния постоянного тока смещения на процесс выпрямления переменного сигнала сначала была определена критическая плотность тока, необходимая для

возбуждения автоколебаний магнитного вихря. Согласно результатам микромагнитного моделирования, критическая плотность составляет 5.9×10^6 А/см². При значениях тока ниже этого порога вихревая гиротропная динамика отсутствует, а все другие возбуждения намагниченности затухают.

В рамках исследования спин-трансферного диодного эффекта в случае вихревого распределения свободного слоя и влияния постоянного смещения была проведена серия микромагнитных симуляций. Моделирование выполнялось в диапазоне частот от 300 до 450 МГц при различных уровнях постоянного тока смещения (0, 50%, 85% и 99% от критического) и различных мощностях входного переменного сигнала (1.67 мВт, 150 мкВт, 167 нВт и 1.7 нВт). Полученные зависимости чувствительности от частоты для различных значений постоянного тока смещения и входных мощностей представлены на рис. 2.

Важно отметить, что микромагнитное моделирование показывает расположение резонансной частоты около 400 МГц в отсутствие внешнего магнитного поля. Этот факт свидетельствует о том, что вихревой СТД способен расширить частотный диапазон резонансного выпрямления спин-трансферных диодов. Более того, результаты демонстрируют, что приложение постоянного тока смещения даже в пределах, недостаточных для возбуждения автоколебаний, может значительно повысить микроволновую чувствительность вихревых СТД устройств.

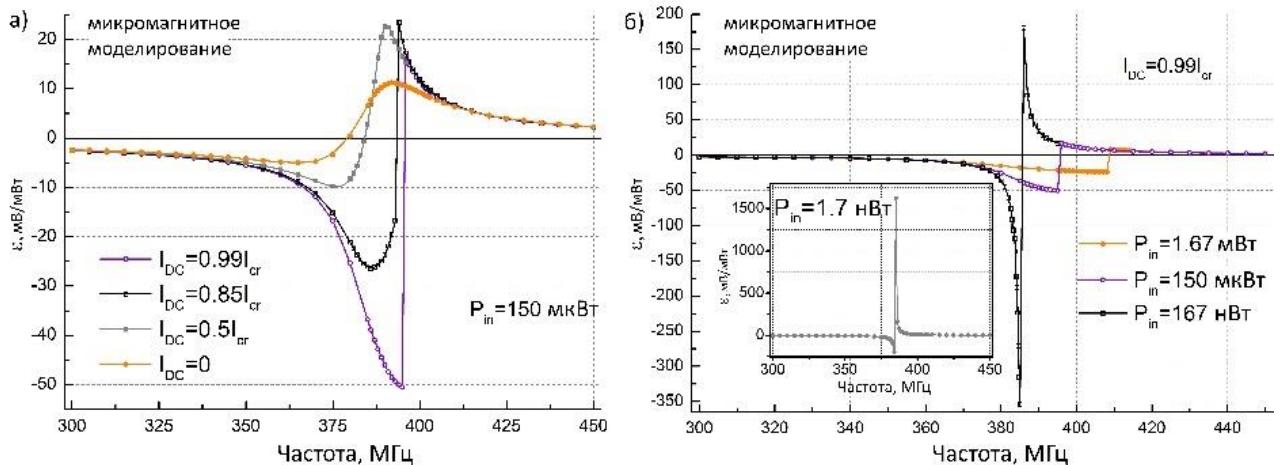


Рис. 2. Зависимость чувствительности от частоты а) для различных значений постоянного тока смещения и фиксированной входной мощности переменного сигнала и б) для различных значений входной мощности переменного сигнала и фиксированного постоянного тока смещения, полученные с помощью микромагнитного моделирования.

Для лучшего понимания закономерностей возбуждения вихревого СТД исследуемая система была проанализирована с использованием уравнения Тиля [19]:

$$G[e_z \times \dot{R}] = k(R)R + D\dot{R} - F_{STT} \quad (1)$$

где R — положение ядра вихря, $G = -2\pi p M_S h / \gamma$ — гироконстанта, p — полярность ядра вихря, а e_z — единичный вектор вдоль оси z . Возвращающая сила задается [20] величиной $k(R) = \omega_0 G(1 + aR^2/R_D^2)$, где гиротропная частота равна $\omega_0 = \frac{20}{9}\gamma M_S h / R_D$ и $a \approx 0.25$.

Коэффициент затухания [21] равен $D = \alpha G \left(\frac{1}{2} \ln \left(\frac{R_D}{2l_e} \right) + \frac{3}{8} \right)$, где $l_e = \sqrt{\frac{A}{2\pi M_S^2}}$. F_{STT} — это сила, вызванная эффектом переноса спина, соответствующая как перпендикулярной, так и плоской составляющей поляризатора. Порождаемые каждой компонентой поляризатора моменты, как упоминалось ранее, состоят из двух вкладов: вращающего момента Слончевского и полевого вращающего момента. Аналитический расчет дает следующие значения компонент вращающего момента: $F_{ST}^\perp = \kappa j \sin \xi [R \times e_z]$, где $\kappa = \pi \gamma a_j M_S h p$, а ξ — угол наклона поляризатора, $F_{ST}^\parallel = -j \beta G (\cos \psi, -\sin \psi)^T$, где $\beta = 0.25 \rho_c V a_j \gamma (0.5\pi^{3/2} + 0.9724)$, ρ_c —

ширина ядра вихря, V — завихренность, а Ψ — полярный угол ядра, $F_{FL} = -\delta [e_z \times m_{ref}]$, где $\delta = M_S \delta' \pi h R_D^2 b_j / \gamma$, а δ' — константа, связывающая намагниченность в плоскости с радиусом-вектором ядра как $M = \delta' [R \times e_z]$. Данное уравнение с пренебрежением малыми величинами и усреднением по периоду может быть преобразовано к следующему виду:

$$\frac{D \omega_0 a}{G R_D^2} R^3 + \left(\frac{D}{G} \omega_0 - \frac{\kappa \sin \xi}{G} j_{DC} \right) R + \frac{D \delta \cos \xi}{2G} j_{AC} = 0. \quad (2)$$

Решая это уравнение численно, можно найти зависимость $R(j_{AC})$. Используя эту зависимость и учитывая, что $\langle (\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_p) \rangle = \delta' (\mathbf{e}_p \cdot [\mathbf{R} \times \mathbf{e}_z]) / M_S$, можно рассчитать чувствительность. Результирующие зависимости чувствительности от входной мощности переменного сигнала для различных значений постоянного тока представлены на рис. 3. Эти результаты хорошо коррелируют с микромагнитным моделированием: чувствительность увеличивается с уменьшением мощности или с увеличением постоянного тока смещения. С увеличением постоянного тока смещения чувствительность возрастает до критического значения, что соответствует случаю $j_{DC} = j_{cr}$. Согласно полученным уравнениям эта критическая чувствительность равна $\epsilon_{cr} = AP_{in}^{-1/3}$, или равна 520 мВ/мВт для 1 мк Вт входной мощности, 1120 мВ/мВт для 100 нВт входной мощности, 2500 мВ/мВт для 10 нВт входной мощности и 5600 мВ/мВт для 1 нВт входной мощности. Это делает вихревой СТД идеальным кандидатом для выпрямления субгигагерцового сверхнизкомощного сигнала без необходимости во внешнем поле.

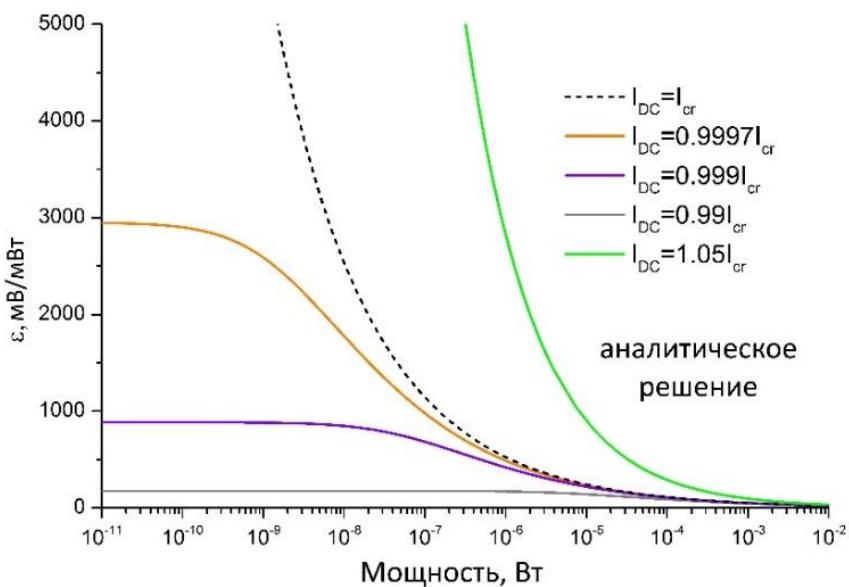


Рис. 3. Зависимость чувствительности от входной мощности переменного сигнала для различных значений тока смещения, полученная из решения уравнения (2). Пунктирная линия представляет случай критического тока.

Четвертая глава диссертации посвящена изучению возможных механизмов широкополосного выпрямления в намагниченных в плоскости спин-трансферных диодах.

В разделе 4.1 диссертации рассмотрено широкополосное выпрямление переменного сигнала в спин-трансферном диоде при неколлинеарных направлениях намагниченостей свободного слоя и поляризатора, лежащих в плоскости пленки. Неколлинеарное состояние в данном случае достигается за счёт приложения внешнего магнитного поля под углом к намагниченности поляризатора.

Теоретическому описанию предшествуют экспериментальные данные, которые будут в дальнейшем интерпретированы и объяснены. Коллегами был проведен следующий эксперимент. Был рассмотрен магнитный тунNELльный переход со следующей структурой (снизу вверх) Ta(3 нм)/ PtMn(15 нм)/ CoFe(2.5 нм)/ Ru(0.85 нм)/ CoFeB(2.9 нм)/ CoFe(0.4 нм)/ MgO(1 нм)/ CoFe(0.4 нм)/ CoFeB(1.6 нм)/ Ta(5 нм)/ Ru(7 нм). Стек МТП имеет эллиптическую

форму с осями 250 нм и 50 нм. Образец был отожжен при 360 °C в магнитном поле 1 Т в течение 1 часа. Для изучения возможности широкополосного выпрямления в образце с намагниченностью в плоскости образец помещался в плоскостное магнитное поле. Выпрямленное напряжение для различных ориентаций поля измерялось с помощью метода спин-трансферного ферромагнитного резонанса (СТ-ФМР). Экспериментальные данные продемонстрировали, что для случаев углов внешнего поля под углом 0° и 180° не обнаруживается никаких необычных эффектов. Иначе ситуация обстоит для случая 80°. Экспериментальные результаты показывают, что выпрямление происходит в широком диапазоне частот вплоть до 6 ГГц.

Для аналитического понимания представленных экспериментальных результатов был рассмотрен МТП в приближении макроспина. Учитывалась только динамика свободного слоя, в предположении, что распределение его намагниченности всегда однородно. В этом случае можно свести ситуацию к рассмотрению свободного слоя как единого вектора магнитного момента. Для описания его динамики было рассмотрено уравнение Ландау-Лифшица-Гилберта-Слончевского в сферических координатах (θ и φ — азимутальный и полярный углы соответственно):

$$\begin{cases} \sin \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \alpha \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\gamma}{M_S} \frac{\delta \varepsilon}{\delta \theta} + (\mathbf{p}, \mathbf{T}_\theta), \\ \sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial t} + \alpha \sin^2 \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{\gamma}{M_S} \frac{\delta \varepsilon}{\delta \varphi} + (\mathbf{p}, \mathbf{T}_\varphi), \end{cases} \quad (3)$$

где $\mathbf{m} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)^T$ — единичный вектор намагниченности свободного слоя, γ — гиромагнитное отношение, α — параметр затухания Гилберта, а ε — сумма размагничивающей (магнитостатической) ε_{demag} и зеемановской ε_H плотности энергии. Первое можно записать в виде $\varepsilon_{demag} = \frac{1}{2} N_x M_S^2 m_x^2 + \frac{1}{2} N_y M_S^2 m_y^2 + \frac{1}{2} N_z M_S^2 m_z^2$, где M_S — намагниченность насыщения, а N_i — факторы размагничивания. Однако для тонких ферромагнитных слоев обычно $N_z \gg N_x, N_y$, и энергию можно свести к $\varepsilon_{demag} \approx 2\pi M_S^2 \cos^2 \theta + \frac{1}{2}(N_x - N_y)M_S^2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi$. Зеемановскую энергию в случае внешнего магнитного поля $\mathbf{H} = (H \cos \varphi_H, H \sin \varphi_H, 0)$ можно представить как $\varepsilon_H = -HM_S \cos \varphi_H \sin \theta \cos \varphi - HM_S \sin \varphi_H \sin \theta \sin \varphi$. Здесь мы рассматриваем направление поляризатора по оси Y, т.е. $\mathbf{p} = (0, 1, 0)^T$. В этом случае крутящие моменты будут иметь следующий вид: $(\mathbf{p}, \mathbf{T}_\theta) = \gamma a_J \cos \varphi - \gamma b_J \cos \theta \sin \varphi$ и $(\mathbf{p}, \mathbf{T}_\varphi) = \gamma a_J \sin \theta \cos \theta \sin \varphi + \gamma b_J \sin \theta \cos \varphi$, где $a_J = a_J^0 j_0 \sin(\omega t)$, $b_J = b_J^0 j_0 \sin(\omega t)$, $a_J^0 = \hbar P / (2ceM_S)$, где P — спиновая поляризация электрического тока, $j = j_0 \sin(\omega t)$ — плотность тока, c — толщина свободного слоя, e — заряд электрона. Амплитуда полевого момента определяется выражением $b_J^0 = \xi_{CPP} a_J^0$, где ξ_{CPP} выбрано равным 0,4.

Положение равновесия системы определяется условием:

$$\begin{cases} \theta_0 = \pi/2, \\ \sin(\varphi_0 - \varphi_H) = \frac{(N_x - N_y)M_S}{2H} \sin 2\varphi_0. \end{cases} \quad (4)$$

Для рассмотрения динамических свойств был рассмотрен случай динамики малой амплитуды в окрестностях найденного положения равновесия (φ_0, θ_0) . Был осуществлен переход к новым переменным $\varphi_1, \theta_1 \ll 1$ так, что $\varphi = \varphi_0 + \varphi_1$ и $\theta = \pi/2 - \theta_1$. Перейдем в пространство Фурье и будем искать решение в виде гармонических функций $\varphi_1(t) = \widetilde{\varphi}_1(\omega)e^{-i\omega t}$ и $\theta(t) = \widetilde{\theta}_1(\omega)e^{-i\omega t}$. Тогда решение для $\widetilde{\varphi}_1$ примет вид:

$$\widetilde{\varphi}_1 = -\frac{(\gamma(i\omega - \Gamma)(a_J^0 + \alpha b_J^0) + \omega_0^2(\alpha a_J^0 - b_J^0)/H)(\omega_0^2 - \omega^2 + \Gamma^2 + 2i\omega\Gamma)}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \Gamma^2)^2 + 4\omega^2\Gamma^2} j_0 \cos \varphi_0, \quad (5)$$

где $\Gamma = \alpha\gamma H$. Теперь, учитывая, что сопротивление МТП $R = R_p + \Delta R(1 - \mathbf{m} \cdot \mathbf{p})/2 \approx R_p + \Delta R(1 - \sin \varphi_0 - \varphi_1 \cos \varphi_0)/2$, где $\Delta R = R_{AP} - R_p$, можно рассчитать выпрямленное напряжение как:

$$\langle U \rangle = -\frac{I_0^2 \Delta R \gamma}{4S\Gamma} \cos^2 \varphi_0 \frac{(\Gamma^2 a_j^0 - \alpha \omega_0^2 b_j^0) \omega^2 + \Gamma^4 a_j^0 + \alpha \omega_0^4 b_j^0}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \Gamma^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma^2}, \quad (6)$$

где $I_0 = j_0 S$, а S — площадь МТП, $\omega_0^2 = \gamma^2 H(H + 4\pi M_s)$. Зависимость полученного аналитически выпрямленного напряжения от частоты приведена на рис. 4. Интересным фактом является то, что выпрямленное напряжение в уравнении (6) явно зависит ($\langle U \rangle \sim \cos^2 \varphi_0$) от угла φ_0 , который связан с углом ϕ между свободным слоем и поляризатором выражением $\phi = \pi/2 - \varphi_0$. Этот факт указывает на то, что ненулевой угол между свободным слоем и поляризатором является необходимым условием для возникновения широкополосного выпрямления ($\langle U \rangle \sim \sin^2 \phi$), наблюдаемого экспериментально.

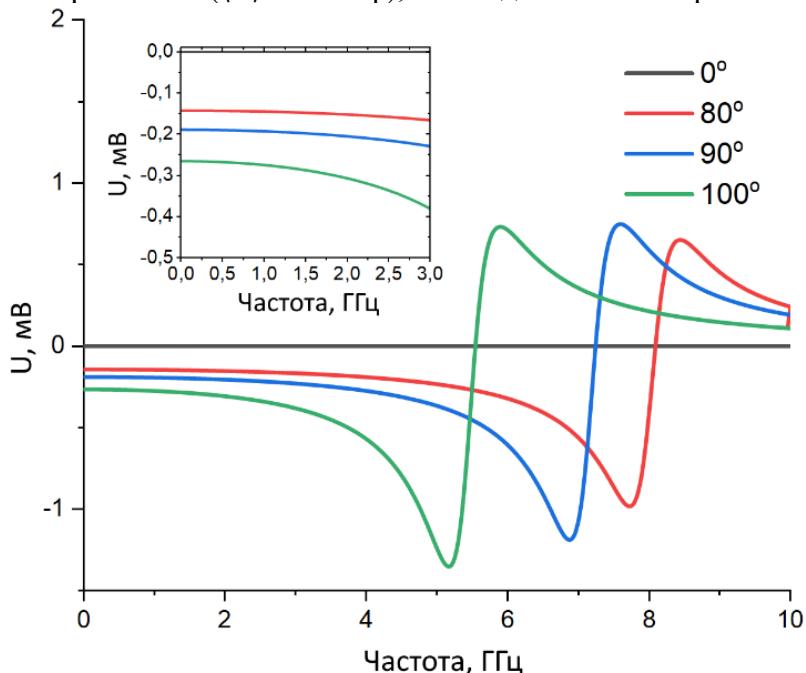


Рис. 4. Зависимость выпрямленного напряжения от частоты, полученная согласно уравнению (6), для случаев углов поля 0° , 80° , 90° и 100° . Диапазон частот от 0 до 3 ГГц с увеличением показан на вставке.

Для проверки результатов макроспиновой модели было проведено микромагнитное моделирование рассматриваемой системы. В первую очередь выполнен статический анализ, включающий исследование воздействия внешних магнитных полей величиной -100, -300 и -500 Э с различными направлениями на ориентации намагниченности свободного слоя и поляризатора. Значение $\sin^2 \phi$ (которое пропорционально выпрямленному напряжению согласно аналитической модели) равно нулю в параллельной и антипараллельной ориентациях и имеет максимум, когда внешнее поле почти. Также стоит отметить, что эффектом неоднородности намагниченности можно пренебречь, поскольку во всех симуляциях степень неоднородности оказывается меньше 0,2%, что дополнительно подтверждает аналитическую модель, построенную выше.

Далее было проведено моделирование для нескольких частот переменного тока при внешнем поле -500 Э, направленном под углами 0° , 80° , 90° и 100° . Выпрямленное напряжение представлено на рис. 5. Результаты моделирования показывают, что амплитуда колебаний поляризатора составляет около 5–6% от динамики амплитуды намагниченности свободного слоя, что указывает на преобладающее влияние динамики свободного слоя на формирование эффекта. Этот факт еще раз подтверждает корректность построенной выше модели макроспина.

Как видно из этих данных, результирующее напряжение отлично от нуля в диапазоне от нуля до частоты ферромагнитного резонанса (ФМР). Наличие выпрямленного напряжения, сопоставимого с экспериментальными данными и аналитической макроспиновой моделью в аналогичном диапазоне частот, подтверждает предложенное объяснение механизма широкополосного режима, обнаруженного в эксперименте.

Поскольку микромагнитное моделирование не учитывает шумы и особенности измерительных приборов, результаты моделирования также подтверждают магнитную природу обнаруженного эффекта. Стоит отметить, что на низких частотах влияние магнитного механизма может быть дополнено электрическим $1/f$ шумом.

Стоит также отметить, что аналогичный механизм может быть реализован без внешнего поля, необходимость которого, как и ПМА, является технологическим ограничением. Для этого достаточно создать ненулевой равновесный угол между намагниченностями поляризатора и свободного слоя. Такой угол, например, можно создать путем отжига поляризатора в поле под углом к главной оси эллипса.

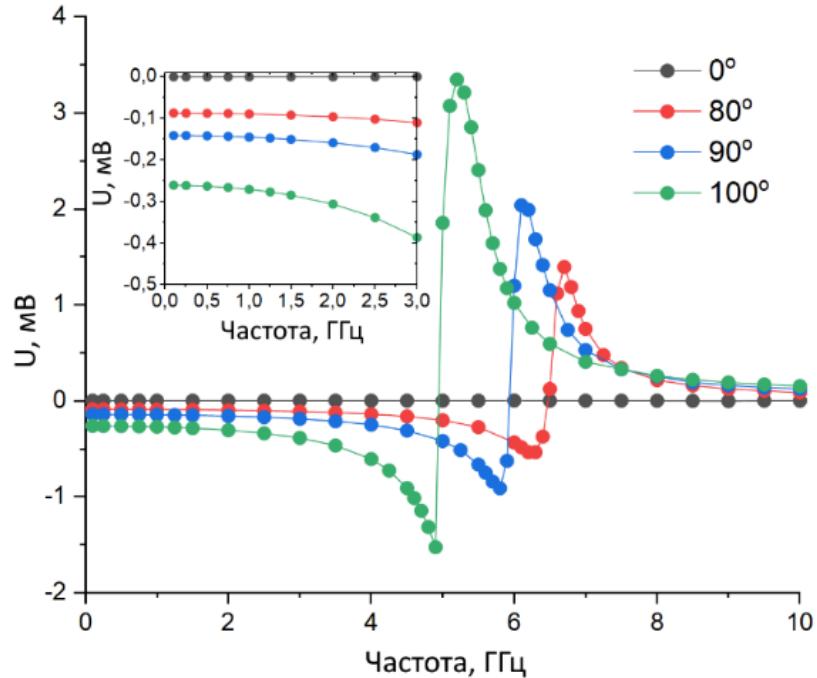


Рис. 5. Зависимость выпрямленного напряжения от частоты, полученная с помощью микромагнитного моделирования, для случаев углов поля 0° , 80° , 90° и 100° . Диапазон частот от 0 до 3 ГГц с увеличением показан на вставке.

В разделе 4.2 рассмотрено широкополосное выпрямление переменного сигнала в спин-трансферном диоде при наличии неоднородного микромагнитного распределения (C- и S- состояния) в свободном слое.

Теоретическому описанию предшествуют экспериментальные данные, которые впоследствии интерпретируются и объясняются. В ходе эксперимента был рассмотрен магнитный тунNELНЫЙ переход, представляющий собой цилиндрический наностолбик. Образец имел планарную намагниченность и помещен в планарное магнитное поле. Слоистая структура образца имела следующий состав: Ta(5)/ CuN(50)/ Ru(5)/ IrMn(6)/ CoFe30 (2,6)/ Ru(0,85)/ CoFe40B20(1,8)/ MgO/ CoFe40B20(2,0)/ Ta(0,2)/ NiFe(7)/ Ta(10)/ CuN(30)/ Ru(7) (толщина в нм). Диаметр наностолбика составляет 200 нм. Образец имеет ТМС = 83%. Первоначально было изучено магнетосопротивление образца как функция внешнего магнитного поля. Измерения показали наличие промежуточных состояний, что может указывать на неоднородные состояния намагниченности.

Выпрямленное напряжение измерялось с помощью метода спин-трансферного ферромагнитного резонанса (СТ-ФМР). Экспериментальные данные продемонстрировали, что помимо типичных ФМР-пиков наблюдается ненулевое значение выпрямления в широком

диапазоне частот и полей ниже ФМР-пиков. При этом данное выпрямление присутствует не для всех полей, а только в тех случаях, когда наблюдается промежуточное значение сопротивления, что дополнительно указывает на связь эффекта с неоднородными распределениями намагниченности.

Для описания природы обнаруженного эффекта была проведена серия микромагнитных симуляций. Прежде всего, было проведено моделирование гистерезиса, результаты которого указывают, что линейный промежуточный участок гистерезиса соответствует С-состоянию намагниченности свободного слоя (см. левое распределение намагниченности на рис. 6). Также было обнаружено, что меняющееся с полем антипараллельное состояние представляет из себя S-состояние (см. правое распределение намагниченности на рис. 6).

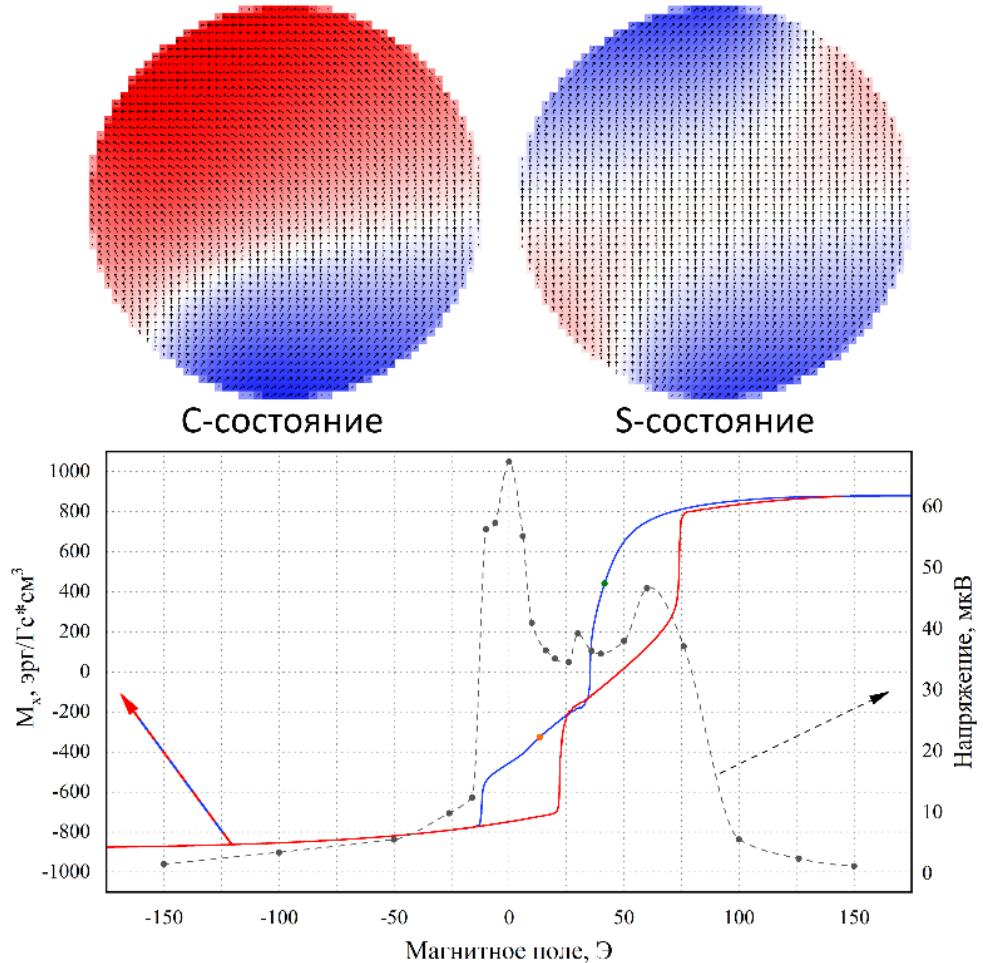


Рис. 6. Зависимости намагниченности свободного слоя (синяя и красная линии) и выпрямленного напряжения (пунктирная линия) от внешнего поля. Синий и красный цвета представляют переход гистерезиса от положительных к отрицательным полям и от отрицательных к положительным соответственно. Вставка сверху: левое распределение намагниченности – С-состояние (оранжевая точка на гистерезисе), правое распределение намагниченности – S-состояние (зеленая точка на гистерезисе). На распределениях стрелочками обозначено локальное направление намагниченности в плоскости, цветом – её перпендикулярная компонента.

После этого было проведено моделирование для нескольких различных внешних полей в случае подачи переменного тока с частотой 0.5 ГГц, что сильно ниже типичных ФМР частот для данного образца. Все расчеты были выполнены для верхней ветви гистерезиса (синяя линия рис. 6). Выпрямленное напряжение представлено на рис. 6.

Как видно из результатов, выпрямленное напряжение отлично от нуля именно в области полей, при которых существуют микромагнитные состояния с неоднородным распределением намагниченности в свободном слое. При этом пики выпрямленного напряжения наблюдались

вблизи значения поля, соответствующего переключению между различными магнитными состояниями. Совпадение областей появления выпрямленного напряжения в моделировании и эксперименте доказывает магнитную природу обнаруженного широкополосного режима.

Результаты моделирования явно демонстрируют связь широкополосного выпрямления и наличия неоднородных состояний намагниченности свободного слоя. Этот эффект можно объяснить следующим образом: хотя в среднем намагниченность свободного слоя в неоднородном состоянии ориентирована вдоль внешнего поля (и, соответственно, вдоль намагниченности поляризатора, формируя нулевой угол), локальные неоднородности приводят к тому, что в отдельных областях свободного слоя намагниченность образует ненулевые углы с однородной намагниченностью поляризатора. Таким образом, на локальном уровне выполняется ранее сформулированное условие существования ненулевого угла между слоями, что и приводит к появлению широкополосного выпрямления.

Пятая глава посвящена изучению лёгкоконусного магнитного состояния в магнитных тунNELНЫХ переходах с перпендикулярной магнитной анизотропией и его влияния на спин-трансферный диодный эффект.

В разделе 5.1 рассмотрена ситуация, когда в свободном слое спин-трансферного диода анизотропия второго порядка равна нулю, а анизотропия первого порядка ненулевая. Рассматривался эллиптический магнитный тунNELНЫЙ переход, включающий свободный слой $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ и поляризатор — нескомпенсированный синтетический антиферромагнетик, намагниченный в плоскости, состоящий из верхнего слоя $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ (поляризатор) и жестко зафиксированного нижнего слоя $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$, разделенных тонким слоем Ru. Большая и малая полуоси эллипса были выбраны 75 нм и 30 нм соответственно. Свободный ферромагнитный слой обладает интерфейсной перпендикулярной магнитной анизотропией с константой первого порядка, в то время как анизотропия второго порядка предполагается равной нулю.

На первом этапе были исследованы равновесные состояния намагниченности свободного слоя для различных толщин этого слоя (то есть при различных константах анизотропии первого порядка). С помощью микромагнитного моделирования был исследован переход от перпендикулярной к плоскостной ориентации намагниченности в зависимости от толщины слоя. Обнаружено, что с увеличением толщины свободного слоя, угол отклонения намагниченности от нормали к плоскости образца увеличивается от 0° до примерно 40° , за исключением последней точки, в которой он резко принимает значение 90° и намагниченность свободного слоя ложится в плоскость. Эти результаты демонстрируют возможность реализации магнитостатически индуцированного легкоконусного магнитного состояния в свободном слое МТП только с ПМА первого порядка.

Для лучшего физического понимания была записана простая аналитическая модель. Обычно существование конусного состояния (ненулевое θ_f) поддерживается ненулевым полем анизотропии второго порядка $H_2 = 4K_2/M_f$, где K_2 — константа анизотропии второго порядка. Рассмотрим энергию свободного ферромагнитного слоя, который обладает анизотропией как первого, так и второго порядка, и находится под влиянием ненулевого магнитостатического поля H_{MS} от САФ:

$$E = 2\pi M_f^2 \left(N_z \cos^2(\theta_f) + N_x \sin^2(\theta_f) \cos^2(\phi_f) + N_y \sin^2(\theta_f) \sin^2(\phi_f) \right) + K_1 [1 - \cos^2(\theta_f)] + K_2 [1 - \cos^2(\theta_f)]^2 - M_f H_{MS} \sin(\theta_f) \cos(\phi_f), \quad (7)$$

где N_x, N_y, N_z — размагничивающие факторы. В простом случае, когда $N_z \approx 1$ и $N_x = N_y = 0$, после минимизации энергии E получаем два возможных случая существования ненулевого θ_f : 1 — состояние легкого конуса, индуцированное K_2 , 2 — состояние легкого конуса, индуцированное H_{MS} . Во втором случае, даже при $K_2 = 0$, возможно магнитостатически индуцированное состояние легкого конуса, а угол имеет вид $\theta_f = \arcsin \frac{H_{MS}}{(H_1 - 4\pi N_z M_f)}$, где $H_1 = 2K_1/M_f$ — поле анизотропии первого порядка. Эта зависимость коррелирует с микромагнитными данными и дает простую модель магнитостатически индуцированного легкоконусного состояния.

На втором этапе было исследовано выпрямление выходящих микроволновых сигналов различных частот и мощностей магнитостатически индуцированным легкоконусным СТД. Был рассмотрен частотный диапазон 0,1-1,6 ГГц, достаточный для наблюдения типичных ФМР-пиков. Мощности входящих микроволновых сигналов были выбраны 2 нВт, 20 нВт, 100 нВт и 1000 нВт.

Отдельно была рассмотрена пиковая чувствительность СТД на резонансной частоте. На рис. 7.б. показана зависимость чувствительности СТД от толщины свободного слоя для различных значений мощности входного сигнала. Видно, что чувствительность СТД растет с увеличением толщины свободного слоя в области I, а затем выходит на насыщение в области II, достигая глобального максимума вблизи угла $\theta_f \approx 20^\circ$, при толщине 1.636 нм, и далее падает почти до нуля в области III для всех входных мощностей. При этом чувствительность СТД уменьшается с ростом входной мощности для всех исследованных толщин свободного слоя. При согласовании импедансов чувствительность СТД достигает 4650 мВ/мВт (до 1000 мВ/мВт без согласования), что является наивысшей чувствительностью для несмещенного спин-трансферного диода на сегодняшний день.

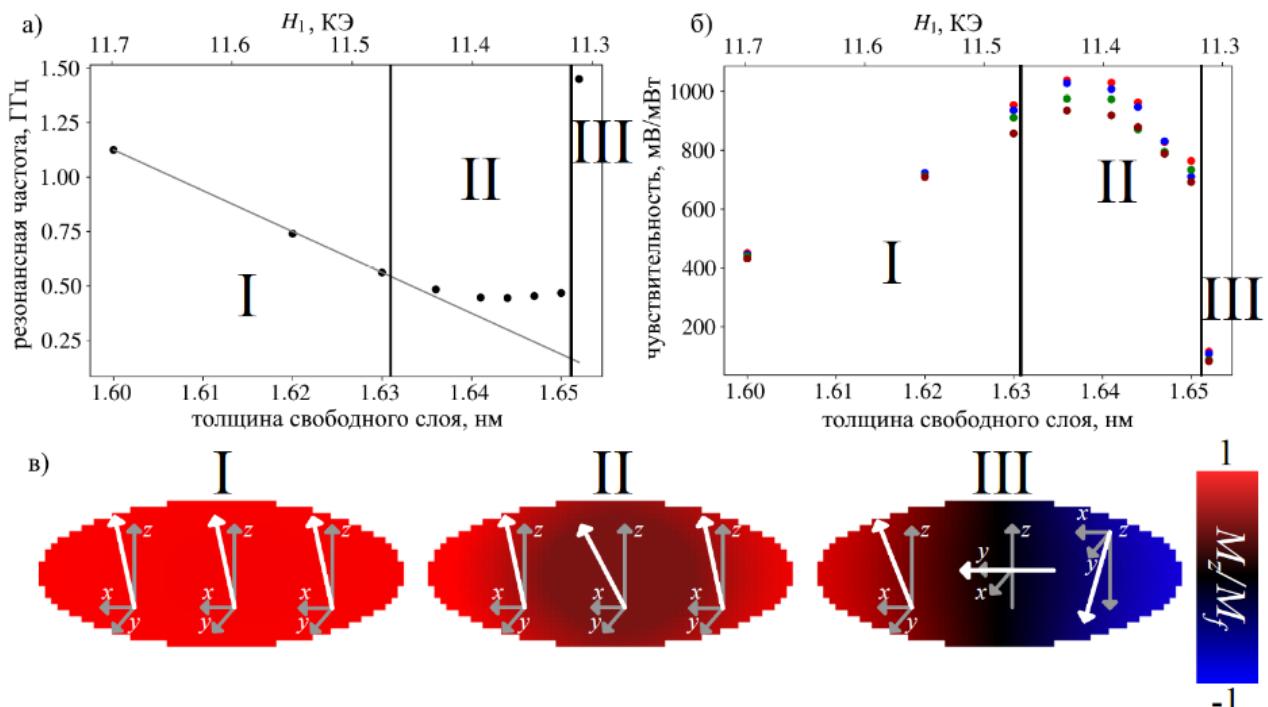


Рис. 7. а) Резонансная частота СТД. б) Чувствительность как функция толщины свободного слоя (поля анизотропии), полученная из микромагнитного моделирования. Цвет обозначает входную мощность: красный – 2 нВт, синий – 20 нВт, зеленый – 100 нВт, коричневый – 1000 нВт. в) Микромагнитное распределение нормализованной компоненты z намагниченности в свободном слое. Белая стрелка с системой координат показывает среднее направление намагниченности для различных областей.

В разделе 5.2 диссертации рассмотрен случай ненулевой анизотропии как первого, так и второго порядка в свободном слое спин-трансферного диода.

Вначале была исследована фазовая диаграмма бесконечной пленки МТП. Рассматривалась многослойная структура МТП, состоящая из свободного слоя (ФМ1), поляризатора (ФМ2) и нижнего слоя (ФМ3). Свободный слой и поляризатор разделены туннельным барьером (обычно MgO), а поляризатор и нижний слой — слоем Ru, который обеспечивает антиферромагнитный обмен между ними. Свободный слой имеет поверхностную перпендикулярную магнитную анизотропию первого и второго порядка с константами K_1 и K_2 соответственно. Для анализа существования легкоконусного состояния

можно записать необходимое условие для минимума энергии. Это дает кубическое уравнение, которое показывает, где разрешено легкоконусное состояние:

$$\sin^3(\theta) \cdot (H_2) + \sin(\theta) \cdot (H_1^{\text{eff}}) - H_x = 0, \quad (8)$$

где $H_1^{\text{eff}} = H_1 - 4\pi M_s$ — эффективное поле ПМА первого порядка, $H_1 = 2 \cdot K_1/M_s$ — поле ПМА первого порядка, $H_2 = 4 \cdot K_2/M_s$ — поле ПМА второго порядка. Устойчивость этих решений можно проверялась с помощью определителя вторых производных.

На основе минимизации энергии системы были построены фазовые диаграммы свободного слоя в координатах эффективных полей перпендикулярной магнитной анизотропии первого и второго порядка для различных значений поля магнитостатики от остальных слоев. Из полученных диаграмм видно, что даже очень малое поле САФ (около 1 Э) может создать новую область устойчивости легкоконусного состояния не только для $H_1^{\text{eff}} < 0$, но и для $H_1^{\text{eff}} > 0$. Легкоконусные состояния в этом случае можно назвать магнитостатически индуцированными.

Для анализа влияния геометрии МТП на эволюцию упомянутых фазовых диаграмм были рассмотрены две по-разному пространственно ориентированные эллиптические геометрии МТП. Полуоси эллипса (полуось a вдоль оси x и полуось b вдоль оси y) были выбраны как $a=75$ нм, $b=30$ нм и $a=30$ нм, $b=75$ нм. Единичный вектор поляризатора был выбран в виде $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z) = (-1, 0, 0)$. Для рассмотрения динамики был произведен поиск положений равновесия (Φ, Θ) и переход в систему координат с ними, связанную, с последующим рассмотрением колебаний в линейном приближении аналогично подходу в работе Таниучи и др. [22]. Тогда выражение для резонансной частоты примет вид:

$$f_{\text{res}} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H_{zz} - H_{xx})(H_{zz} - H_{yy}) - H_{xy}^2}, \quad (9)$$

где все компоненты H_{ij} такие же, как в работе [22], за исключением H_{xx} и H_{zz} , значения которых приведены в диссертационной работе. Зная резонансную частоту, можно записать значение в ней выпрямленного напряжения:

$$V(f_{\text{res}}) = \frac{j_{\text{ac}}S\Delta R}{4} \frac{\tilde{\alpha} \sin^2(\arccos[p_z])}{\alpha(2H_{zz} - H_{xx} - H_{yy})}, \quad (10)$$

где S — площадь поперечного сечения, j_{ac} — амплитуда входного тока, $\Delta R = R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}$, $R_{\uparrow\downarrow}$ — сопротивление МТП в антипараллельном состоянии, $R_{\uparrow\uparrow}$ — сопротивление МТП в параллельном состоянии, $p_z = \sin \Theta \cos \Phi$.

С помощью представленной модели было проанализировано влияние конечной геометрии СТД на эволюцию фазовой диаграммы при изменении магнитостатического поля от САФ для двух эллиптических МТП, ориентированных по-разному в пространстве. Было показано, что в случае конечных размеров модификация области устойчивости легкоконусного состояния для $H_1^{\text{eff}} < 0$ и появление новой области устойчивости легкоконусного состояния для $H_1^{\text{eff}} > 0$ происходят даже при нулевом магнитостатическом поле от САФ. Расчет резонансной частоты по уравнению (9) показывает, что зависимость резонансной частоты от полей анизотропии имеет поведение, типичное для мягкой моды. Затем был проведен к анализу динамических свойств и эффективности выпрямления двух рассматриваемых эллиптических СТД при инжекции СВЧ-тока. Как следует из полученных результатов в случае большой полуоси, направленной вдоль оси x , добавление магнитостатического поля от САФ значительно уменьшает область с эффективным выпрямлением. Чтобы избежать этой проблемы, был рассмотрен эллиптический СТД с большой полуосью, направленной вдоль оси y , т. е. перпендикулярно магнитостатическому полю САФ. В этом случае мы также имеем расширенную область существования легкоконусного состояния, в то время как эффективная область выпрямления не сокращается и остается того же размера вплоть до поля 50 Э и даже выше. Данный результат предлагает

способ решения проблемы неконтролируемых паразитных магнитостатических полей с помощью правильной конструкции планарной формы МТП.

Для проверки теоретически предсказанного расширения области параметров высокоеффективного выпрямления СТД аналитические результаты для эллиптического СТД были сопоставлены с данными микромагнитного моделирования. Рассмотрены две точки в координатах эффективного поля анизотропии первого и второго порядка для эллиптического СТД с большой полуосью вдоль осей x и y . Точка «1» выбрана для демонстрации умеренного и почти одинакового выпрямления и частоты для обеих ориентаций эллипса, как предсказывает теория. В точке «2» напротив СТД должен вести себя по-разному для разной ориентации эллипса. Было показано, что напряжение и частота в этом случае, полученные микромагнитным моделированием, также практически одинаковы для параметров точек «1» и «2». В то же время, согласно теории, СТД с большой полуосью вдоль оси y в параметрах точки «2» должен демонстрировать более высокое выпрямленное напряжение и более низкую частоту по сравнению с параметрами точки «1». Результаты микромагнитного моделирования для этого случая также демонстрируют увеличение выпрямленного напряжения и уменьшение частоты при переходе от параметров точки «1» к «2». Как следует из этих результатов, микромагнитное моделирование повторяет теоретические предсказания и полностью доказывает расширение области параметров, благоприятных для высокоеффективного выпрямления СТД в легкоконусном состоянии.

В заключении подведены итоги работы, сформулированы основные выводы по результатам исследования. Обозначены перспективы дальнейшего изучения спин-трансферного диодного эффекта и разработки новых спинtronных устройств.

ВЫВОДЫ И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

Основным научным результатом диссертационной работы является детальное исследование фундаментальных механизмов влияния спиновых токов на динамические свойства намагниченности в магнитных тунNELьных переходах, а также анализ возможности их использования для разработки высокочувствительных и широкополосных микроволновых спин-трансферных диодов (СТД) с заданными характеристиками. В результате проделанной работы можно сформулировать следующие выводы и основные результаты работы:

1. Теоретически был предложен спин-трансферный диод с двумя ферромагнитными слоями, мягко закрепленными под разными углами с помощью антиферромагнитных слоев с разными температурами Нееля. С помощью микромагнитного моделирования для данной системы был рассмотрен спин-трансферный диодный эффект и влияние на него постоянного тока смещения. Было показано, что резонансная рабочая частота рассматриваемого СТД может быть значительно выше, чем у традиционного СТД с одним закрепленным слоем, и достигать частот порядка 9 ГГц. Также было продемонстрировано, что при наличии тока смещения такая система имеет чувствительность, сравнимую с полупроводниковыми диодами в широком диапазоне частот 8,5-9,5 ГГц. Более того, был предложен метод настройки резонансной частоты СТД на этапе изготовления устройства (путем подгонки угла между антиферромагнитными слоями во время отжига) без существенной потери чувствительности. Также показана ключевая роль магнитостатического взаимодействия для рассматриваемой системы.
2. Теоретически был рассмотрен вихревой спин-трансферный диод с помощью микромагнитного моделирования. Динамика вихря и соответствующий спин-трансферный диодный эффект были проанализированы для различных мощностей входного радиочастотного сигнала и различного постоянного тока смещения. Была разработана аналитическая модель вихревого СТД на основе уравнения Тиля. Было показано, что рассматриваемый СТД имеет субгигагерцовую резонансную частоту, что может помочь расширить частотный диапазон спинtronного выпрямления. Также было показано, что применение постоянного тока смещения со значениями, близкими к критическому, может

значительно улучшить чувствительность, вплоть до $AP_{in}^{-1/3}$, где P_{in} - входная мощность радиочастотного сигнала, без перехода к автогенерации. В то же время чувствительность увеличивается с уменьшением входной радиочастотной мощности и достигает высокого значения в случае сверхнизкой мощности даже без внешнего магнитного поля. Более того, существует потенциал дальнейшего повышения чувствительности путем оптимизации радиуса/толщины наноточки, анизотропии и формы. В этом случае вихрь становится менее стабильным, поэтому его легче возбудить.

3. Был теоретически объяснен обнаруженный экспериментально новый эффект широкополосного выпрямления в СТД, механизм которого основан на появлении угла в плоскости между намагниченностью свободного слоя и поляризатором. Было показано, что внешнее магнитное поле в плоскости, ориентированное под некоторым углом к легкой оси свободного слоя МТП, приводит к появлению ненулевого выпрямленного напряжения в широком диапазоне частот, от долей ГГц до практически 6 ГГц, что гораздо больше, чем сообщалось ранее. Была построена аналитическая модель маркоспина и проведено микромагнитное моделирование, которые дают представление о динамике намагниченности системы, объясняют роль, которую играет повернутое под углом магнитное поле, и доказывают магнитную природу обнаруженного эффекта.
4. Был теоретически объяснен обнаруженный экспериментально новый эффект широкополосного выпрямления в СТД, механизм которого основан на неоднородных состояниях свободного слоя МТП. Было показано, что при определенной геометрии МТП в свободном слое образуется неоднородное состояние, в результате чего локально появляется ненулевой угол между намагниченностями свободного слоя и поляризатора, что и приводит к появлению широкополосного выпрямления. Было проведено микромагнитное моделирование и обнаружено, что широкополосное выпрямление реализуется на основе C- и S-состояний намагниченности свободного слоя. В результате было дано объяснение природы наблюдаемого экспериментально эффекта.
5. Теоретически было продемонстрировано магнитостатически индуцированное формирование легкоконусного магнитного состояния в свободном слое МТП, который имеет ПМА только первого порядка. С помощью микромагнитного моделирования была рассмотрена зависимость угла легкоконусного состояния от анизотропии первого порядка (которая определяется толщиной). Представлена простая аналитическая модель магнитостатически индуцированного легкоконусного магнитного состояния. Была рассчитана чувствительность СТД с помощью микромагнитного моделирования в широком диапазоне входных мощностей и толщин свободных слоев при отсутствии постоянного тока смещения и внешнего магнитного поля. Было показано, что чувствительность СТД сильно зависит от угла намагниченности свободного слоя, который, в свою очередь, можно настроить, выбрав соотношение формы и анизотропии первого порядка, определяемой толщиной свободного слоя, и межслоевым магнитостатическим взаимодействием. Анализируя распределения намагниченности, была обнаружена значительная роль нелинейности и неоднородной динамики намагниченности в достижении высоких уровней чувствительности. Правильный выбор конструкции МТП может позволить нам достичь чувствительности до 1100 мВ/мВт в несмещенном СТД с современными параметрами и до 4650 мВ/мВт после согласования импеданса. Это значение является наивысшей чувствительностью для пассивного СТД и даже превосходит показатели пассивного полупроводникового диода Шоттки, что делает СТД с ПМА перспективным решением для приложений сбора энергии.
6. Теоретически было исследовано легкоконусное состояние в свободном слое СТД с учетом как ПМА (первого и второго порядка), так и магнитостатического взаимодействия со всеми магнитными слоями, которое действует на свободный слой. Была продемонстрирована эволюция фазовой диаграммы легкоконусного состояния бесконечной пленки МТП в координатах эффективного поля анизотропии первого и второго порядка при изменении магнитостатического поля. Было показано, что появление магнитостатического поля

приводит к расширению области существования легкоконусного состояния. Более того, при наличии магнитостатического поля существование легкоконусного состояния возможно не только в случае $H_1^{\text{eff}} < 0$, но и в случае $H_1^{\text{eff}} > 0$. Было проанализировано влияние конечного размера наностолбика МТП на указанную эволюцию фазовой диаграммы в случае двух по-разному ориентированных в пространстве эллипсов, была показана разницу в поведении полярного угла намагниченности свободного слоя. Также, были рассмотрены динамические свойства и выпрямление этих двух эллиптических СТД при инжекции микроволнового тока. На основе полученных результатов был предложен и затем проверен с помощью микромагнитного моделирования возможный подход к расширению области параметров, благоприятной для высокоэффективного выпрямления СТД, и устраниению неконтролируемых паразитных магнитостатических полей путем выбора надлежащей геометрии МТП. Эти результаты проясняют влияние магнитостатического взаимодействия на СТД с ПМА.

Список используемых источников

1. Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices / M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert [и др.] // Physical Review Letters. — 1988. — Т. 61, № 21. — С. 2472.
2. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binasch, P. Gr”unberg, F. Saurenbach [и др.] // Physical Review B. — 1989. — Т. 39, № 7. — С. 4828.
3. *Julliere, M.* Tunneling between ferromagnetic films / M. Julliere // Physics Letters A. — 1975. — Т. 54, вып. 3. — С. 225—226.
4. Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers / S. S. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula [и др.] // Nature materials. — 2004. — Т. 3, № 12. — С. 862.
5. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions / S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima [и др.] // Nature materials. — 2004. — Т. 3, № 12. — С. 868.
6. Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions / J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong [и др.] // Physical Review Letters. — 1995. — Т. 74, вып. 16. — С. 3273—3276.
7. *Slonczewski, J. C.* Current-driven excitation of magnetic multilayers / J. C. Slonczewski // J. Magn. Magn. Mater. — 1996. — Т. 159, вып. 1/2. — С. L1—L7.
8. *Berger, L.* Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current / L. Berger // Phys. Rev. B. — 1996. — Т. 54, вып. 13. — С. 9353—9358.
9. Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current / M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass [и др.] // Physical Review Letters. — 1998. — Т. 80, вып. 19. — С. 4281—4284.
10. Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices / E. Myers, D. Ralph, J. Katine [и др.] // Science. — 1999. — Т. 285, № 5429. — С. 867—870.
11. Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co /Cu /Co Pillars / J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman [и др.] // Physical Review Letters. — 2000. — Т. 84, вып. 14. — С. 3149—3152.
12. Spin-polarized current induced switching in Co/Cu/Co pillars / J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic [и др.] // Applied Physics Letters. — 2001. — Т. 78, вып. 23. — С. 3663.
13. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current / S. Kiselev, J. Sankey, I. Krivorotov [и др.] // Nature. — 2003. — Т. 425. — С. 380—383.
14. Direct-Current Induced Dynamics in Co₉₀Fe₁₀/Ni₈₀Fe₂₀ Point Contacts / W. Rippard, M. Pufall, S. Kaka [и др.] // Physical Review Letters. — 2004. — Т. 92, вып. 2. — С. 027201.
15. Bias-driven high-power microwave emission from MgO-based tunnel magnetoresistance devices / A. M. Deac, A. Fukushima, H. Kubota [и др.] // Nature Physics. — 2008. — Т. 4, № 10. — С. 803.

16. Spin transfer induced coherent microwave emission with large power from nanoscale MgO tunnel junctions / D. Houssameddine, S. Florez, J. Katine [и др.] // Applied Physics Letters. — 2008. — Т. 93, № 2. — С. 022505.
17. Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions / A. Dussaux, B. Georges, J. Grollier [и др.] // Nature Communications. — 2010. — Т. 1. — С. 8.
18. Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions / A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima [и др.] // Nature. — 2005. — Т. 438, № 7066. — С. 339.
19. Thiele, A. A. Steady-State Motion of Magnetic Domains / A. A. Thiele // Physical Review Letters — 1973. — Т. 30, вып. 6. — С. 230—233.
20. Guslienko, K. Y. Magnetic Vortex State Stability, Reversal and Dynamics in Restricted Geometries / K. Y. Guslienko // Journal of Nanoscience and Nanotechnology. — 2008. — Т. 8, № 6. — С. 2745—2760.
21. Vortex oscillations induced by spin-polarized current in a magnetic nanopillar: Analytical versus micromagnetic calculations / A. V. Khvalkovskiy, J. Grollier, A. Dussaux [и др.] // Physical Review B. — 2009. — Т. 80, вып. 14. — С. 140401.
22. Taniguchi, T. Dependence of spin torque diode voltage on applied field direction / T. Taniguchi, H. Imamura // Journal of Applied Physics. — 2013. — Т. 114, № 5. — С. 053903.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Spin-torque diode frequency tuning via soft exchange pinning of both magnetic layers / A.A. Khudorozhkov, **P.N. Skirdkov**, K.A. Zvezdin [и др.] // Physical Review B. — 2017. — Т. 96. — №. 21. — С. 214410. — DOI: 10.1103/PhysRevB.96.214410
2. Nonlinear current resonance in a spin-torque diode with planar magnetization / N.E. Kulagin, **P.N. Skirdkov**, A.F. Popkov [и др.] // Low Temperature Physics. — 2017. — Т. 43. — №. 6. — С. 708-714. — DOI: 10.1063/1.4985978
3. *Skirdkov, P.N.* Vortex spin-torque diode: The impact of DC bias / **P.N. Skirdkov**, A.F. Popkov, K.A. Zvezdin // Applied Physics Letters. — 2018. — Т. 113. — №. 24. — С. 242403. — DOI: 10.1063/1.5064440
4. *Skirdkov, P.N.* Spin-Torque Diodes: From Fundamental Research to Applications / **P.N. Skirdkov**, K.A. Zvezdin // Annalen der Physik. — 2020. — Т. 532. — №. 6. — С. 1900460. — DOI: 10.1002/andp.201900460
5. *Buzdakov, A.G.* Magnetostatically Induced Easy-Cone Magnetic State Tuning by Perpendicular Magnetic Anisotropy in an Unbiased Spin-Torque Diode / A.G. Buzdakov, **P.N. Skirdkov**, K.A. Zvezdin // Physical Review Applied. — 2021. — Т. 15. — №. 5. — С. 054047. — DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.054047
6. *Buzdakov, A.G.* Easy-cone state in spin-torque diode under combined action of magnetostatics and perpendicular anisotropy / A.G. Buzdakov, **P.N. Skirdkov**, K.A. Zvezdin // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2022. — Т. 55. — №. 11. — С. 115001. — DOI: 10.1088/1361-6463/ac3e93
7. *Kichin, G.A.* Ultrawide broadband rectification effect in an in-plane magnetic tunnel junction / G.A. Kichin, **P.N. Skirdkov**, K.A. Zvezdin // Physical Review Applied. — 2023. — Т. 20. — №. 4. — С. 044078. — DOI: 10.1103/PhysRevApplied.20.044078