

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук
Отделение физики твердого тела
Лаборатория динамики материалов

Никитченко Андрей Игоревич

«Электрически индуцированная спиновая динамика
в ферромагнитных гетероструктурах
с электрочувствительной магнитной анизотропией»

Специальность 1.3.8 – физика конденсированного состояния

Научный доклад

Санкт-Петербург

2023

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук.

Научный руководитель: **Перцев Николай Андреевич**,
к.ф.-м.н., в.н.с., зав. лабораторией ФТИ им. Иоффе

Официальные оппоненты: **Валерий Моисеевич Уздин**,
д.ф.-м.н., профессор, Университет ИТМО,
физический факультет

Смирнов Дмитрий Сергеевич,
к.ф.-м.н., Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки Физико-
технический институт им. А. Ф. Иоффе
Российской академии наук, научный сотрудник

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Одним из передовых направлений развития современной физики конденсированного состояния является спинтроника – раздел квантовой электроники, посвященный изучению поведения ансамблей спинов носителей заряда в твердых телах и гетероструктурах. Исследования спиновой динамики представляют большой фундаментальный интерес и открывают возможности создания новых электронных устройств, в которых основную роль играет спин электрона, а не его заряд. В качестве ключевых элементов таких спин-электронных устройств преимущественно рассматриваются ферромагнитные наноструктуры.

Классическим способом возбуждения спиновой динамики в ферромагнетиках является приложение переменного или импульсного магнитного поля. Однако этот метод имеет существенные недостатки в виде значительного энергопотребления, обусловленного омическими потерями при генерации таких магнитных полей, и невозможности их локализации в областях нанометровых размеров, необходимой для независимого функционирования магнитных наноэлементов в качестве ячеек памяти и других наноустройств. Поэтому в настоящее время большое внимание уделяется изучению генерации и управления спиновой динамикой с помощью электрических воздействий на ферромагнитные наноструктуры. Одно из таких воздействий состоит в протекании спин-поляризованного электрического тока, создающего спиновый вращающий момент (spin-transfer torque, STT), который может порождать прецессию намагниченности в проводящем ферромагнитном слое. Другим вариантом является пропускание электрического тока через прилегающий к ферромагнетику слой тяжелого металла или топологического изолятора с сильным спин-орбитальным взаимодействием. При этом вследствие спинового эффекта Холла возникает

поперечный чисто спиновый ток, релаксация которого в ферромагнетике создает спин-орбитальный вращающий момент (spin-orbit torque, SOT), эффективно воздействующий на намагниченность.

Хотя описанные выше электрические способы обеспечивают локализованное управление отдельными ферромагнитными наноэлементами, сопровождающие энергетические потери обычно остаются существенными из-за больших плотностей тока, необходимых для возбуждения спиновой динамики. Поэтому наибольший интерес представляет использование воздействий в виде электрических полей, создание которых не требует генерации значительных токов. Эта возможность, в частности, возникает для наноструктур «ферромагнетик-диэлектрик», обладающих перпендикулярной интерфейсной анизотропией, изменяющейся при приложении электрического поля к диэлектрику. С помощью модуляции такой электрочувствительной магнитной анизотропии (voltage-controlled magnetic anisotropy, VCMA) можно индуцировать различные виды спиновой динамики, например, создавать когерентную прецессию намагниченности и ее 180° переключение, а также изменять скорость движения доменных стенок. Хотя изучению свойств ферромагнитных гетероструктур с электрочувствительной анизотропией посвящено значительное число экспериментальных и теоретических работ, к моменту начала настоящего исследования в этой области оставалось много неисследованных вопросов.

Цель работы

Целью настоящей работы являлись теоретические исследования электрически индуцированной спиновой динамики и транспорта заряда в ферромагнитных гетероструктурах с электрочувствительной магнитной анизотропией (ЭМА).

Задачи работы

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Создание программного обеспечения для теоретического описания спиновой динамики в приближении макроспина и ее микромагнитного моделирования.
2. Расчет динамики намагниченности, возбуждаемой постоянным электрическим током в свободном слое $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ (CoFeB) магнитного туннельного контакта (МТК) CoFeB/MgO/CoFeB с ЭМА.
3. Описание большеугловой прецессии намагниченности в МТК CoFeB/MgO/CoFeB, подключенном к источнику радиочастотного электрического напряжения.
4. Вычисление спиновых и зарядовых токов, индуцированных спиновой инжекцией и накачкой из пленки CoFeB с прецессирующей намагниченностью в прилегающий слой немагнитного металла или полупроводника.
5. Микромагнитное моделирование генерации спиновых волн в ферромагнитном волноводе W/CoFeB/MgO с перпендикулярной магнитной анизотропией с помощью модуляции ЭМА переменным электрическим напряжением.
6. Описание распространения спиновых волн в наноструктуре W/CoFeB/MgO при наличии спин-орбитального вращающего момента, порождаемого пропусканием постоянного тока через слой вольфрама.
7. Моделирование генерации спиновых волн в гетероструктуре BiSe/CoFeB/MgO с помощью спин-орбитального вращающего момента, создаваемого переменным током, текущим через поверхностные состояния топологического изолятора BiSe.
8. Описание маршрутизации спиновых волн путем изменения ЭМА в структуре BiSe/CoFeB/MgO.

9. Микромагнитное моделирование электрической генерации и маршрутизации магнитных капельных солитонов, создаваемой с помощью ЭМА в тройном слое MgO/Fe/MgO.
10. Моделирование и аналитические расчеты движения 180° доменных стенок в гетероструктурах Pt/Co(Fe)/MgO с градиентом ЭМА и интерфейсным взаимодействием Дзялошинского-Мории.

Научная новизна

Все результаты, представленные в работе, являются новыми. Впервые описан динамический спин-ориентационный переход, возникающий в свободном слое МТК CoFeB/MgO/CoFeB при пропускании через него постоянного электрического тока. Рассчитана возникающая в результате такого перехода большеугловая прецессия намагниченности и порождаемая ею спиновая накачка в пленку Au, возникающая в гетероструктуре CoFeB/MgO/CoFeB/Au. С учетом спиновой накачки и инжекции вычислено распределение электрического потенциала в двойном слое CoFeB/Au и продемонстрирована эффективность предложенного спинового инжектора на постоянном токе.

Выявлена «смягчающаяся» нелинейность спиновой динамики, которая возникает в МТК CoFeB/MgO/CoFeB при приложении к нему радиочастотного электрического напряжения с амплитудой выше 200 мВ. Показано, что электрически возбуждаемый МТК представляет собой эффективный спиновый наноинжектор в немагнитные металлы и полупроводники, потребляемая мощность которого на два порядка меньше, чем у инжектора, возбуждаемого микроволновым магнитным полем. Предсказана генерация переменной спиновой аккумуляции в GaAs с умножением частоты.

С помощью микромагнитного моделирования продемонстрирована возможность непараметрического возбуждения спиновых волн в сверхтонкой ферромагнитной пленке с перпендикулярной анизотропией за счет

высокочастотной модуляции ЭМА. На примере наноструктуры W/CoFeB/MgO показано, что спиновые волны могут распространяться при нулевой абсолютной температуре без затухания в результате воздействия спин-орбитального вращающего момента, порождаемого пропусканием электрического тока через тяжелый металл. Описана маршрутизация спиновых волн, реализуемая за счет изменения ЭМА приложенным электрическим напряжением.

Установлена возможность генерации магнитных капельных солитонов в ферромагнитных наноструктурах с ЭМА без компенсации магнитного затухания. Показано, что наномасштабные солитоны могут перемещаться в гетероструктуре MgO/Fe/MgO на микрометровые расстояния. При этом направление движения в протяженном слое железа можно изменять с помощью электрически управляемого градиента ЭМА.

Детально исследовано электрически индуцированное движение 180° доменных стенок в сверхтонком ферромагнитном слое с локализованным градиентом перпендикулярной анизотропии и интерфейсным взаимодействием Дзялошинского-Мории. Показано, что скорость доменной стенки возрастает с увеличением градиента анизотропии и уменьшением параметра затухания Гилберта. При этом в бездефектной наноструктуре Pt/Fe/MgO/Si стенка может перемещаться на микрометровые расстояния со скоростью порядка 100 м/с.

Практическая значимость

Результаты проведенных теоретических исследований позволяют сформулировать рекомендации для разработки и оптимизации ряда спинтронных и магнонных устройств, выгодно отличающихся низким энергопотреблением благодаря использованию электрических воздействий для генерации спиновой динамики в ферромагнитных наноструктурах. Так расчеты показывают, что электрически возбуждаемые туннельные контакты с

ЭМА являются эффективными спиновыми инжекторами в немагнитные металлы и полупроводники. При этом оптимизация функционирования таких инжекторов требует учета сильных нелинейных эффектов, возникающих при большеугловой прецессии намагниченности.

Описанное в работе электрическое возбуждение и контроль спиновых волн в наноструктурах W/CoFeB/MgO и BiSe/CoFeB/MgO демонстрирует возможность создания электрически управляемого магнетонного устройства, преобразующего входной электрический сигнал в спиновый сигнал, который можно направлять к одному из выходов прибора. В свою очередь полученные для магнитных капельных солитонов результаты позволяют разработать энергоэффективное устройство обработки информации, основанное на электрической генерации, движении и маршрутизации наномасштабных солитонов. Наконец, проведенное исследование движения 180° доменной стенки в ферромагнитном нанослое с градиентом ЭМА и интерфейсным взаимодействием Дзялошинского-Мории предсказывает материальные параметры гетероструктуры, обеспечивающие высокоскоростное движение стенки на микрометровые расстояния. Этот результат важен для оптимизации работы запоминающего устройства, использующего перемещение доменных стенок для записи и считывания данных (racetrack memory).

Методология и методы исследования

Методология настоящей теоретической работы заключается в сочетании компьютерного моделирования и аналитических расчетов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Пропускание постоянного электрического тока через магнитную туннельную структуру CoFeB/MgO/CoFeB/Au с ЭМА может породить большеугловую прецессию намагниченности, происходящую с гигагерцовой частотой в “свободном” слое CoFeB со слабой

перпендикулярной анизотропией. Это явление возникает в определенном интервале плотностей тока и представляет собой динамический спин-ориентационный переход. Спиновый ток, генерируемый в слое золота в результате спиновой инжекции и накачки, создает разность потенциалов между боковыми гранями этого слоя, которая достаточно велика для экспериментального детектирования.

2. Динамика намагниченности, возникающая в свободном слое CoFeB при приложении к туннельному контакту CoFeB/MgO/CoFeB радиочастотного электрического напряжения $V(t)$, приобретает существенно нелинейный характер уже при небольшой амплитуде напряжения $V_{\max} \approx 200$ мВ. При этом амплитудно-частотная характеристика прецессии намагниченности имеет разрыв, аналогичный поведению осциллятора Дуффинга со смягчающейся нелинейностью, и включает значительные пики параметрической природы. Резонансно возбуждаемый МТК эффективно генерирует осциллирующую спиновую аккумуляцию в полупроводниковой пленке GaAs, прилегающей к слою CoFeB.
3. В наноструктуре W/CoFeB/MgO, помещенной в слабое магнитное поле, возможна непараметрическая генерация спиновых волн с помощью модуляции перпендикулярной анизотропии радиочастотным напряжением, локально приложенным к слою MgO. При инжекции постоянного электрического тока в пленку W, обеспечивающую протекание тока в противоположных направлениях под двумя половинами волновода CoFeB, возникает спин-орбитальный вращающий момент, который противоположным образом изменяет эффективное магнитное затухание спиновых волн, распространяющихся в двух половинах волновода. В результате возникает возможность электрического контроля распространения спиновых волн на микрометровые расстояния и переключение его направления, позволяющего доставлять спиновый сигнал к тому или другому концу волновода.

4. Топологический изолятор BiSe, подвергнутый воздействию радиочастотного электрического тока, протекающего через его поверхностные состояния, является эффективным генератором спиновых волн в прилежащем слое CoFeB. Спиновые волны, возбуждаемые в структуре BiSe/CoFeB/MgO, можно направлять к одному из выходов магнного устройства путем локального изменения ЭМА с помощью напряжений, приложенных к управляющим электродам.
5. Ферромагнитные гетероструктуры с ЭМА позволяют генерировать наномасштабные капельные солитоны без компенсации магнитного затухания. Солитон, созданный в тройном слое MgO/Fe/MgO суб-наносекундным импульсом напряжения, может существовать до 50 нс при комнатной температуре и перемещаться на микрометровые расстояния под действием градиента размагничивающего поля. Пропускание постоянного тока через полосковый полупроводниковый электрод, нанесенный на MgO, создает контролируемый градиент перпендикулярной анизотропии, позволяющий изменять траекторию движения солитона в пленке железа.
6. Интерфейсное взаимодействие Дзялошинского-Мории оказывает сильное влияние на движение 180° доменной стенки, порождаемое локальным градиентом перпендикулярной анизотропии, создаваемым в ферромагнитном нанотреке с помощью полупроводникового электрода конечной длины. При этом в гетероструктуре Pt/Fe/MgO/Si стенка может перемещаться на расстояния, на порядок превышающие длину управляющего электрода, и двигаться со скоростью до 100 м/с благодаря сильному взаимодействию Дзялошинского-Мории и малому параметру магнитного затухания железа.

Достоверность результатов

Достоверность представленных в диссертационной работе результатов обеспечена применением методов компьютерного моделирования, проверенных путем решения стандартных тестовых задач. Полученные

результаты получили квалифицированную апробацию на международных и российских конференциях и опубликованы в ведущих журналах по физике конденсированного состояния.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на российских и международных научных конференциях, симпозиумах и семинарах: “Физика А.СПб 2019”, “XXIII симпозиум Нанофизика и наноэлектроника 2019”, “CMD 2020 GEFES”, “XXIV симпозиум Нанофизика и наноэлектроника 2020”, научные семинары лаборатории динамики материалов и физики ферроиков ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

Личный вклад автора

Все результаты, представленные в работе, получены автором лично. Постановка задач и анализ результатов исследований осуществлялись совместно с научным руководителем. Автор принимал ключевое участие в подготовке статей, докладов и выступлений на научных конференциях и семинарах.

Электрически индуцированная спиновая динамика в ферромагнитных туннельных наноструктурах

Данная глава содержит детальную информацию о спиновой динамике, возбуждаемой в магнитных туннельных контактах (МТК) под действием постоянного электрического тока или микроволнового напряжения.

Была исследована динамика намагниченности в МТК CoFeB/MgO/CoFeB при пропускании через него постоянного электрического тока [Рис. 1 (a)]. МТК включал в себя два ферромагнитных электрода, намагниченность

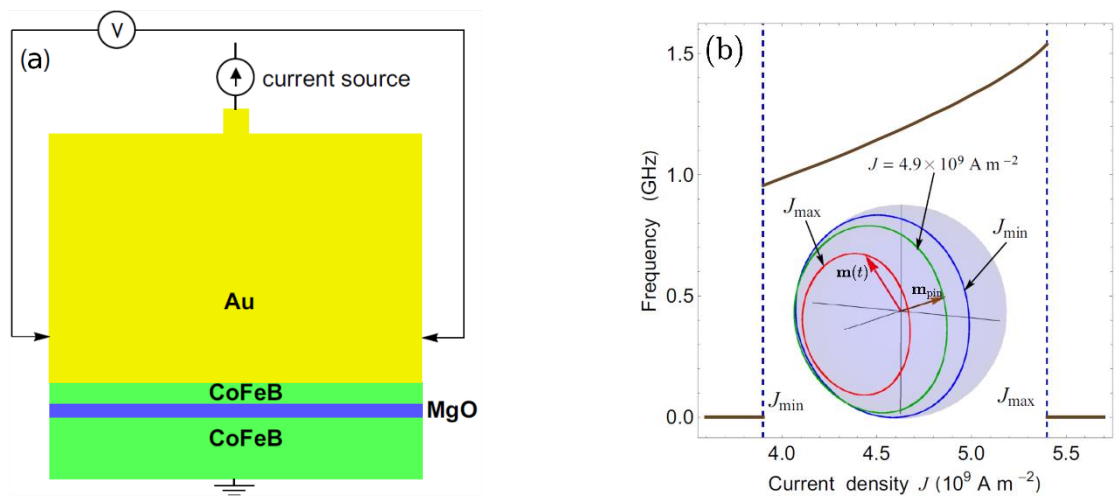


Рис. 1 — (a) МТК CoFeB/MgO/CoFeB, подключенный к источнику постоянного тока и покрытый слоем Au, в который втекает спиновый ток, создающий измеряемое поперечное напряжение V . (b) Зависимость частоты прецессии намагниченности от плотности туннельного тока J и траектории конца вектора намагниченности при разных значениях J . Единичные векторы \mathbf{m} и \mathbf{m}_{pin} показывают пространственные ориентации намагниченностей свободного и фиксированного электродов МТК, соответственно.

одного из которых \mathbf{M}_{pin} считалась фиксированной. В то же время намагниченность другого электрода \mathbf{M} могла изменять свою ориентацию при наличии внешнего воздействия. Электрический ток, протекая через “фиксированный” слой, приобретал спиновую поляризацию и генерировал спин-перенесенный момент в “свободном” слое, действующий на намагниченность \mathbf{M} . Кроме того, протекание туннельного тока через МТК вызывало падение напряжения на слое MgO, что изменяло электрочувствительную перпендикулярную анизотропию свободного слоя.

Для расчета спиновой динамики численно решалось уравнение Ландау-Лифшица-Гилберта-Слончевского в приближении макроспина. Использовался проекционный метод Эйлера с шагом по времени $\delta t = 0.5$ пс. При решении учитывались вращающий момент, создаваемый спин-поляризованным током, и изменение ЭМА, а также зависимость сопротивления МТК от взаимной ориентации намагниченностей \mathbf{M} и \mathbf{M}_{pin} электродов.

Моделирование показало, что при малых плотностях туннельного тока J намагниченность \mathbf{M} свободного слоя лишь слегка отклоняется от первоначальной перпендикулярной ориентации. При увеличении плотности тока $J > 0$ вектор \mathbf{M} постепенно поворачивается в сторону направления, антипараллельного намагниченности \mathbf{M}_{pin} фиксированного слоя, и при достижении критического значения J_{min} теряет устойчивость, начиная прецессировать вокруг направления $-\mathbf{M}_{\text{pin}}$. При этом в интервале плотностей тока между $J_{\text{min}} = 3.9 \times 10^9$ А м⁻² и $J_{\text{max}} = 5.4 \times 10^9$ А м⁻² в свободном слое возникает устойчивая большеугловая прецессия намагниченности с гигагерцовой частотой, увеличивающейся с ростом J [Рис. 1 (b)]. Поскольку прецессия происходит вокруг направления, сильно отличающегося от исходной ориентации вектора намагниченности, обнаруженное явление представляет собой динамический спин-ориентационный переход (dynamic spin reorientation transition), ранее не описанный в научной литературе. Возникновение такого необычного перехода объяснено совместным воздействием спин-поляризованного тока и ЭМА на ферромагнитный слой с толщиной, близкой к критическому значению, при котором исчезает перпендикулярная магнитная анизотропия.

Так как индуцированная током большеугловая прецессия намагниченности устойчива к воздействию термических флуктуаций, и ее частоту и амплитуду можно настраивать путем изменения плотности тока, было предложено использовать описанный МТК для спиновой накачки в немагнитные металлы. Для демонстрации эффективности предложенного

спиновом инжекторе была изучена спиновая динамика и зарядовый транспорт в туннельной гетероструктуре CoFeB/MgO/CoFeB/Au. Был рассчитан спиновый ток на интерфейсе CoFeB|Au, состоящий из тока спиновой инжекции, обусловленной втеканием спин-поляризованного тока из свободного слоя в золото, и спиновой накачки, порождаемой динамикой намагниченности в ферромагнитном слое, контактирующем с нормальным металлом. Решалась самосогласованная задача на поиск распределения спиновых и зарядовых токов в двойном слое CoFeB/Au с учетом дрейфа зарядов внутри металлов, прямого и обратного спиновых эффектов Холла и аномального эффекта Холла. Решение в виде распределения электрического тока за вычетом тока источника изображено на Рис. 2 (а). Интересно, что ток имеет форму вихря, центр которого отстоит от интерфейса CoFeB|Au на небольшое расстояние.

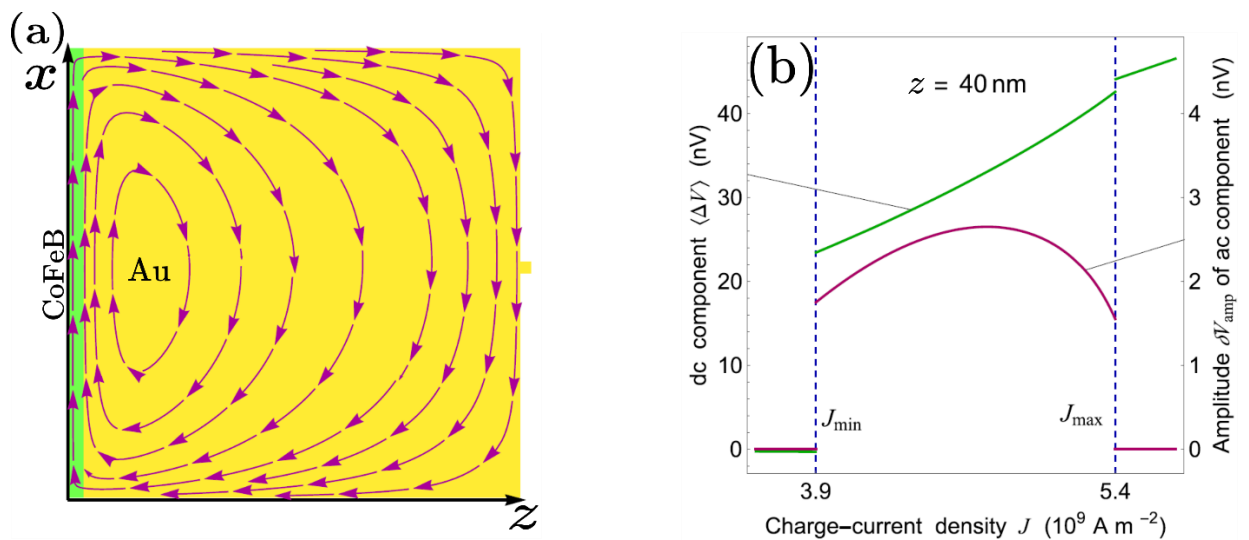


Рис. 2 — (а) Вихреобразное распределение электрического тока в двойном слое CoFeB/Au. (б) Зависимость постоянной и переменной компоненты поперечного напряжения на удалении 40 нм от интерфейса MgO|CoFeB от плотности туннельного тока.

Поскольку экспериментально эффективность спинового инжектора определяется путем измерения поперечного напряжения ΔV , генерируемого на гранях структуры, был произведен расчет величины ΔV как функции плотности пропускаемого тока J и расстояния z до интерфейса MgO|CoFeB. На Рис. 2 (б) представлена зависимость постоянной $\langle \Delta V \rangle$ и переменной δV_{amp}

компонент этого напряжения на расстоянии $z = 40$ нм. Видно, что даже на таком удалении от МТК поперечное напряжение может быть измерено экспериментально, что свидетельствует об эффективности предложенного спинового инжектора, управляемого постоянным электрическим током.

В следующей части работы исследовалась динамика намагниченности в свободном слое при приложении к МТК микроволнового электрического напряжения, которое модулирует ЭМА, связанную с интерфейсом CoFeB|MgO (Рис. 3). При этом протекание спин-поляризованного туннельного тока через МТК создает вращающий момент, действующий на намагниченность свободного слоя. Оба этих эффекта были учтены при моделировании магнитной динамики в приближении макроспина. Рассчитывались амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) прецессии намагниченности свободного слоя при разных амплитудах V_{\max} приложенного напряжения.

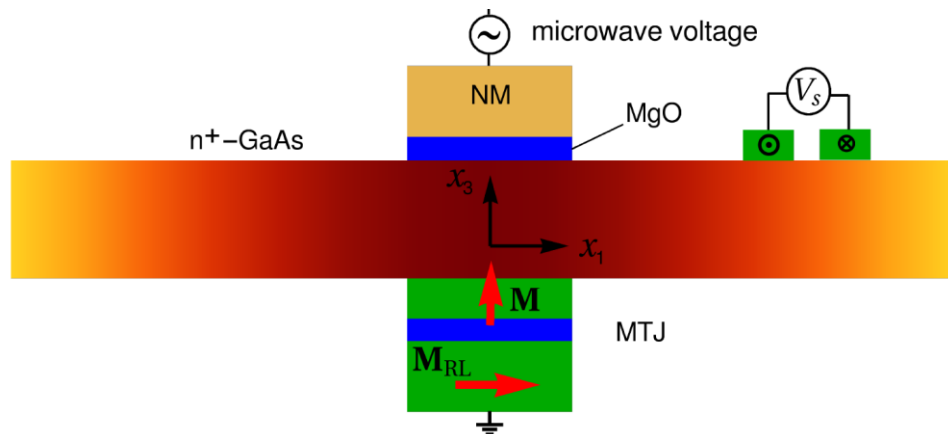


Рис. 3 — МТК, подключенный к источнику переменного напряжения, как источник спиновой накачки в прилегающую полупроводниковую полосу.

При малых амплитудах численные результаты в точности сходятся с решением линеаризованного уравнения магнитной динамики, что свидетельствует о правильности программной реализации. Однако при увеличении амплитуды напряжения появляется так называемый “foldover effect”, заключающийся в асимметрии резонансного пика на АЧХ. Было обнаружено, что при амплитудах V_{\max} , превышающих критическое значение $V_{th} \approx 205$ мВ, на АЧХ возникает разрыв слева от точки резонанса [Рис. 4 (а)].

Такое поведение осцилляторной системы свидетельствует о наличии в ней смягчающейся нелинейности, обусловленной в данном случае перпендикулярной интерфейсной анизотропией. Кроме того, из-за влияния модуляции ЭМА на собственную частоту прецессии намагниченности на АЧХ появляются вторичные пики параметрической природы, соответствующие частотам, в целое число раз меньшим резонансной частоты. Рассчитанные траектории намагниченности во вторичных пиках показали, что средний период вынужденной прецессии намагниченности вокруг равновесной ориентации приблизительно равен периоду ее собственной прецессии.

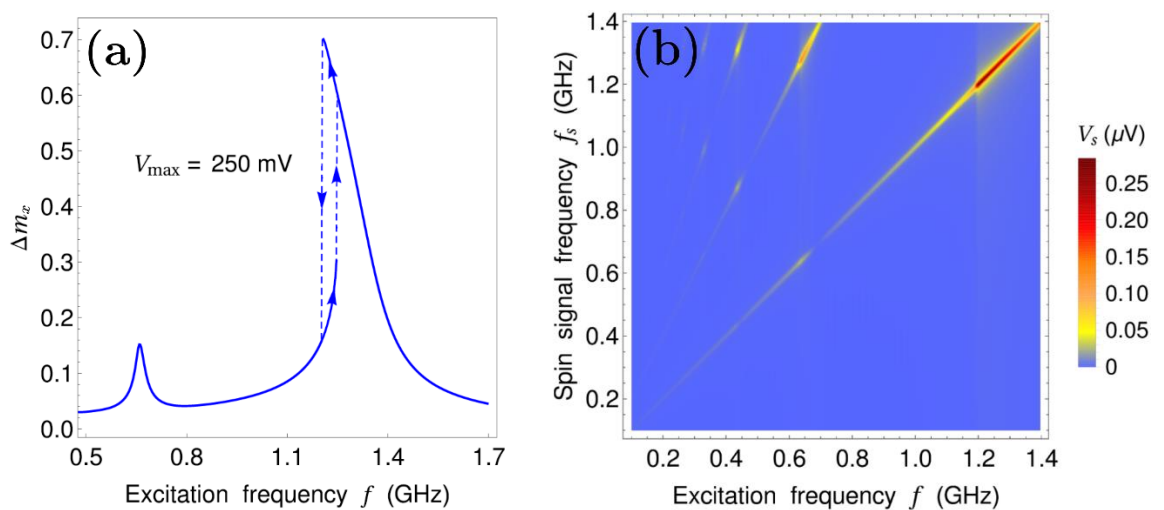


Рис. 4 — (a) Амплитудно-частотная характеристика прецессии намагниченности в свободном слое МТК с гистерезисным разрывом. (b) Спектр спинового сигнала V_s в ленте GaAs на удалении 1 мкм от МТК.

Исследование зависимости размаха прецессии в главном резонансе от амплитуды напряжения V_{\max} показало, что после появления гистерезисного разрыва на АЧХ размах прецессии перестает быть линейной функцией амплитуды напряжения. Однако он продолжает существенно увеличиваться благодаря вращающему моменту, создаваемому спин-поляризованным током, в то время как роль ЭМА при больших напряжениях сводится к проявлению нелинейных эффектов — вторичных пиков и разрывов. Зависимости амплитуды прецессии в главном пике от V_{\max} были рассчитаны для свободного слоя, покрытого немагнитным металлом Au или полупроводником GaAs. Поскольку проводимость спинового смешивания (spin-mixing conductance) интерфейса CoFeB|Au на два порядка больше, чем интерфейса CoFeB|GaAs,

эффективный параметр затухания Гилберта в свободном слое оказывается больше в первом случае, что уменьшает амплитуду прецессии и увеличивает критическое напряжение появления разрыва на АЧХ.

Данные о порождаемой радиочастотным напряжением динамике намагниченности были затем использованы для вычисления токов спиновой инжекции и спиновой накачки в слой золота. Были рассчитаны временные зависимости трех ненулевых компонент тензора полного спинового тока вблизи интерфейса CoFeB/Au, которые показали, что даже при малых напряжениях форма спинового сигнала далека от синусоидальной. Обработка временных зависимостей также позволила выделить постоянные и переменные составляющие ненулевых компонент J_{3i}^S тензора плотности спинового тока. Расчет зависимостей этих компонент от частоты f приложенного напряжения продемонстрировал, что переменные составляющие J_{31}^S и J_{32}^S резко возрастают вблизи резонансной частоты $f_{\text{res}}(V_{\text{max}})$ и частоты $f_{\text{res}}/2$, в то время как амплитуда осцилляций J_{33}^S практически не зависит от f . Постоянные же составляющие J_{3i}^S малы по сравнению с амплитудами переменных составляющих, изменяют знак вблизи резонансной частоты и не имеют сильных вторичных пиков при $f_{\text{res}}/2$.

Чтобы оценить эффективность возбуждаемого радиочастотным напряжением инжектора в нормальный металл, был произведен расчет поперечной разности потенциалов, генерируемой в слое золота спиновым током из-за обратного спинового эффекта Холла. При этом для нахождения реально текущего в металле спинового тока был учтен обратный поток спина в ферромагнетик, индуцируемый накопившейся в золоте спиновой плотностью. Решение задачи показало, что обратный поток спина влияет только на спиновую аккумуляцию, созданную спиновой накачкой. Обратный же поток спина для спиновой инжекции в случае металлического контакта CoFeB/Au пренебрежимо мал. Найденный результирующий спиновый ток оказался экспоненциально спадающим от интерфейса CoFeB/Au и имеющим

как постоянную, так и переменную составляющую. Эти данные были использованы для расчета электрического потенциала в проводящем бислое CoFeB/Au методом конечных элементов. Генерируемое спиновым током поперечное напряжение оказалось достаточно большим для экспериментального детектирования (~ 10 нВ) даже на сравнительно большом удалении (30 нм) от интерфейса.

Важной частью проведенного исследования является расчет спиновой накачки в длинную ленту полупроводника GaAs. Из-за большой длины спиновой диффузии в полупроводнике и большого времени релаксации спиновая аккумуляция распространяется в ленте на большие расстояния и существенно запаздывает от колебаний намагниченности в свободном слое МТК. Было получено аналитическое решение задачи диффузии с релаксацией в длинной ленте полупроводника, что позволило получить выражение для распределения гармоник спиновой аккумуляции в GaAs. Анализ влияния размера ленты GaAs показал, что при длине ленты, меньшей или сравнимой с длиной спиновой диффузии $\lambda_{SD} = 2.3$ мкм, спиновая аккумуляция не исчезает у торцов ленты, не успевая полностью срелаксировать в малом объеме. Поэтому спиновая плотность вблизи концов относительно короткой ленты имеет приблизительно постоянную величину. Напротив, в длинной ленте спиновая аккумуляция успевает полностью срелаксировать во время диффузии к далеко расположенным торцам, и в такой ленте наблюдается сильная зависимость спиновой аккумуляции от координаты.

Поскольку текущий в GaAs спиновый ток очень мал, для экспериментального измерения спиновой аккумуляции в полупроводнике было предложено использовать схему нелокального детектирования, показанную на Рис. 3. При этом напряжение, измеряемое с помощью антипараллельно намагниченных электродов, приведенных в контакт с полупроводником, оказывается пропорциональным спиновой аккумуляции в полупроводнике. Обнаружено, что такой спиновый сигнал может достигать

большой величины ~ 0.3 мкВ, которая легко измеряется экспериментально. Чтобы получить полную картину преобразования приложенного к структуре напряжения в измеряемый спиновый сигнал, был рассчитан частотный спектр спинового сигнала в ленте GaAs. Оказалось, что вторичные пики, являющиеся следствием нелинейной динамики намагниченности, приводят к умножению частоты сигнала. Эта особенность проявляется на Рис. 4 (b), где на спектре отчетливо видны области сильного выходного сигнала для частот, которые в два, три и даже четыре раза меньше резонансной частоты МТК. Расчеты также показали, что рассеиваемая на такой структуре мощность более чем на два порядка меньше мощности, потребляемой при возбуждении динамики намагниченности микроволновым магнитным полем, что показывает высокую энергоэффективность предложенного спинового наноинжектора, возбуждаемого переменным электрическим напряжением.

Электрическая генерация и маршрутизация спиновых волн

В этой главе приводится описание теоретических результатов исследования генерации спиновых волн и их управления с помощью ЭМА и спин-орбитального вращающего момента при нулевой абсолютной температуре. Для проведения численных расчетов была самостоятельно разработана компьютерная программа микромагнитного моделирования. Сначала рассматривалась гетероструктура W/CoFeB/MgO в форме длинного волновода, в середине которого к диэлектрическому слою MgO прикладывалось радиочастотное напряжение [Рис. 5 (a)]. Это напряжение мо-

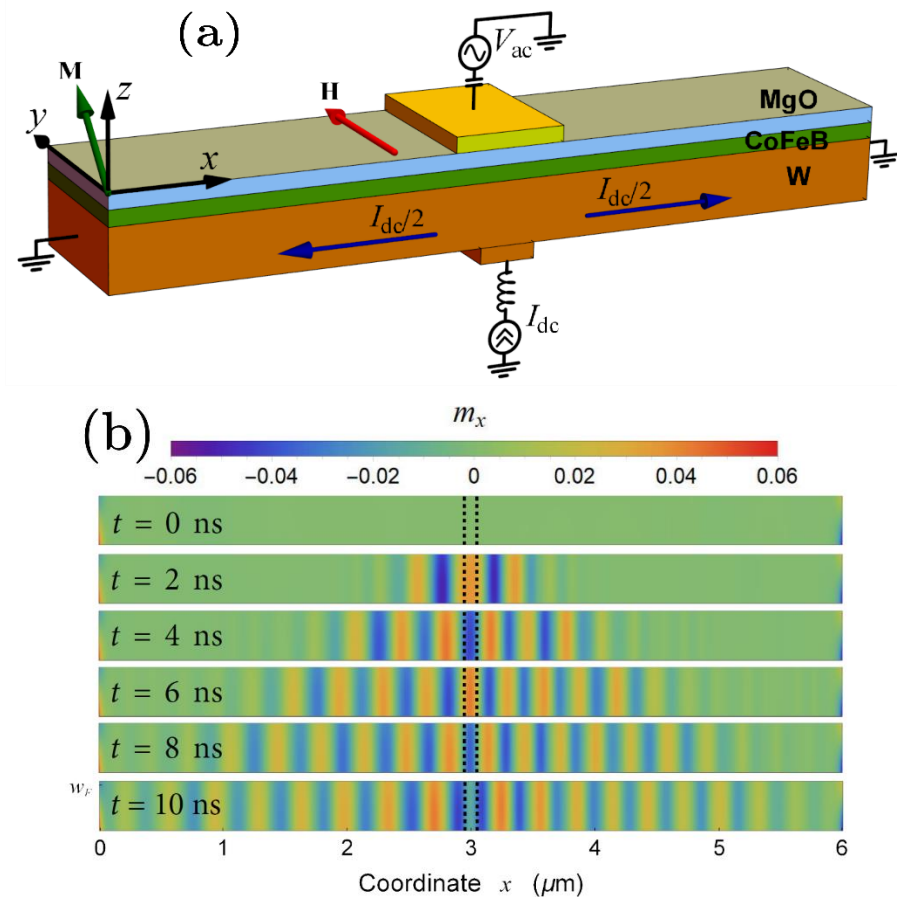


Рис. 5 — Структура W/CoFeB/MgO, подключенная к источникам переменного напряжения и постоянного тока и помещенная во внешнее магнитное поле (a). Спиновые волны, распространяющиеся по волноводу от области их возбуждения микроволновым напряжением (b).

дулирует перпендикулярную анизотропию, создаваемую интерфейсом CoFeB|MgO, и в присутствии параллельного интерфейсу магнитного поля отклоняет намагниченность CoFeB от исходного направления, что приводит к

возникновению магнитной динамики в слое CoFeB. В результате компьютерного моделирования было установлено, что при частотах f электрического возбуждения, меньших резонансной частоты f_{res} пленки CoFeB, в ней возникает прецессия намагниченности, локализованная под управляющим электродом. Однако при $f > f_{\text{res}}$, в обе стороны от области электрического возбуждения распространяются спиновые волны [Рис. 5 (b)], длины затухания которых приблизительно одинаковы и составляют около 2.5 мкм. Анализ полученных данных показал, что волны, распространяющиеся в противоположных направлениях, имеют разные волновые числа. Этот эффект объясняется учтенным в расчетах взаимодействием Дзялошинского-Мории, возникающим на интерфейсе W|CoFeB, что согласуется с более ранними экспериментальными и теоретическими работами.

Для создания спин-орбитального вращающего момента, воздействующего на ультратонкую пленку CoFeB, было предложено подключить источник постоянного тока к середине слоя W [Рис. 5 (a)]. Такая схема позволяет пропускать через вольфрамовую подложку электрический ток, противоположно направленный в двух ее половинах. Текущий таким образом ток индуцирует антипараллельные спин-орбитальные вращающие моменты для волн, распространяющихся в разных половинах волновода. Численное моделирование показало, что даже сравнительно малые плотности тока в слое W изменяют длины затухания спиновых волн таким образом, что одна из них распространяется значительно дальше, чем другая. При этом характер воздействия тока на конкретную волну зависит от полярности прикладываемого к слою вольфрама электрического напряжения. Расчеты демонстрируют линейную зависимость обратной длины затухания от плотности тока в W [Рис. 6 (a)]. Была найдена критическая плотность тока $J_c \approx 2 \times 10^{10}$ А м⁻², выше которой одна из спиновых волн перестает ослабевать с расстоянием, так как магнитное затухание для нее полностью компенсируется генерируемым током вращающим моментом. Спиновая же волна,

распространяющаяся в противоположном направлении, затухает при критической плотности тока примерно в 2 раза быстрее, чем в отсутствие тока.

Был произведен расчет амплитуд прецессии намагниченности в двух спиновых волнах на одинаковом удалении от источника при различных величинах плотности тока. Оказалось, пропускание тока плотностью $4 \times 10^{10} \text{ A m}^{-2}$ приводит к отличию амплитуд двух волн в 100 раз на расстоянии 3 мкм от центра волновода. Важно, что при этом амплитуда усиленной за счет спин-орбитального вращающего момента волны достаточно велика для экспериментального детектирования. Таким образом, проведенное микромагнитное моделирование показало, что гетероструктура W/CoFeB/MgO может использоваться как электрически возбуждаемый и управляемый переключатель спиновых волн. Такой прибор может использоваться для преобразования электрического бита информации в спиновый для вычислений на спиновых волнах.

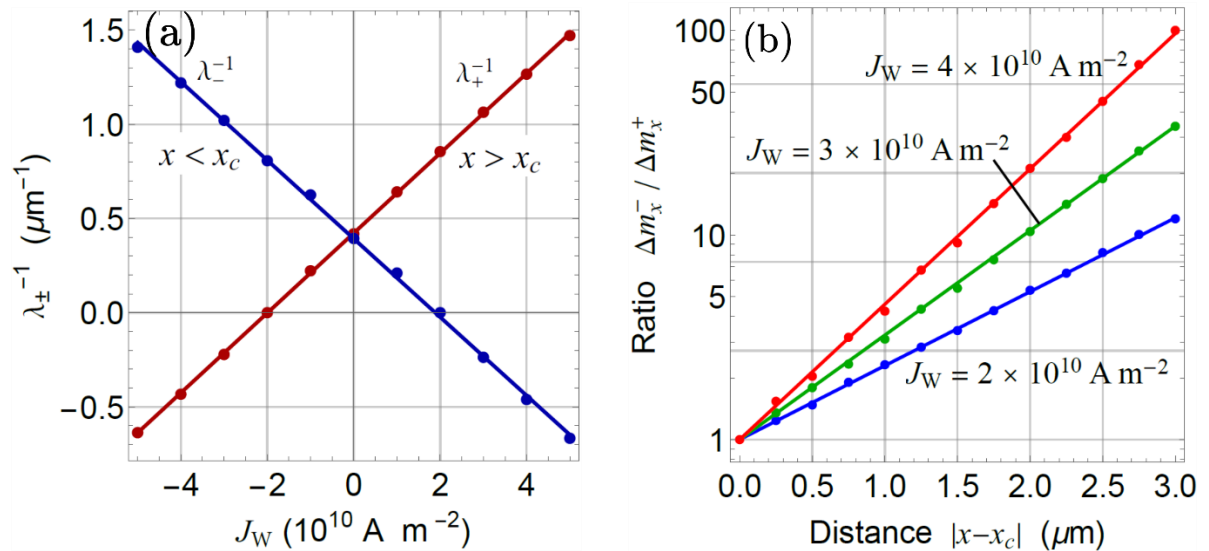


Рис. 6 — (а) Зависимость обратных длин затухания спиновых волн, распространяющихся в волноводе CoFeB в разных направлениях, от плотности тока в слое W. (б) Отношение амплитуд прецессии в волнах с противоположными волновыми векторами как функция расстояния до источника волн.

Также была исследована структура BiSe/CoFeB/MgO (Рис. 7), в которой радиочастотный ток, протекающий через поверхностные состояния топологического изолятора, создает спин-орбитальный момент в

ферромагнетике, что индуцирует прецессию намагниченности в ограниченной области пленки CoFeB. Микромагнитное моделирование продемонстрировало

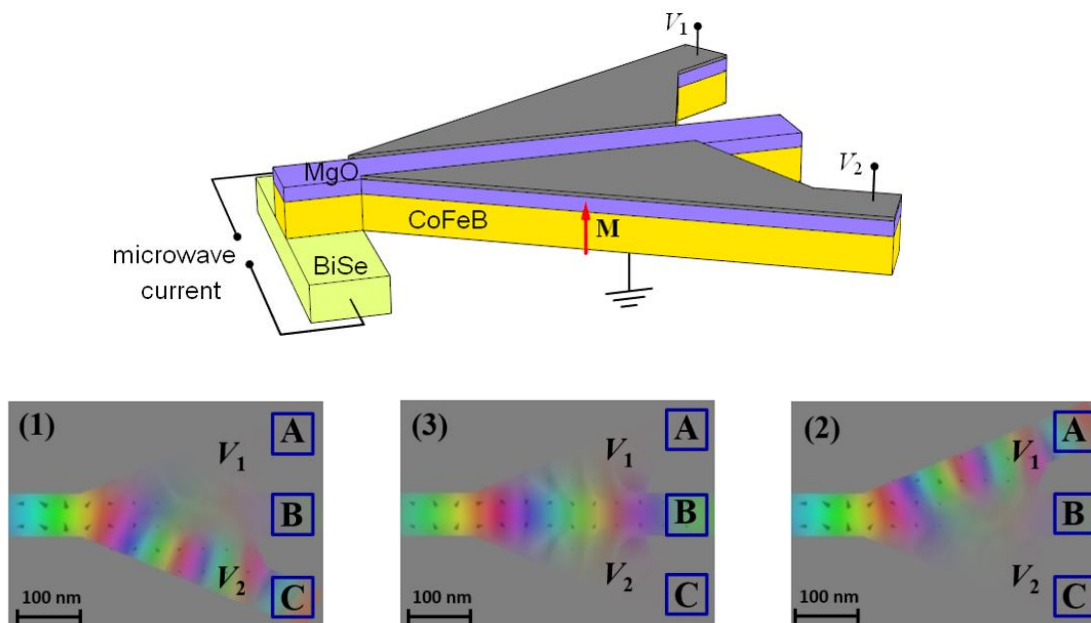


Рис. 7 — Структура BiSe/CoFeB/MgO, подключенная к источникам переменного тока и постоянных напряжений V_1 и V_2 . Маршрутизация спиновых волн в системе волноводов CoFeB к выходу C при $V_2 < 0$ и $V_1 > 0$ (1), к выходу B при $V_2 > 0$ и $V_1 > 0$ (2) и к выходу A при $V_2 > 0$ и $V_1 < 0$ (3).

эффективную генерацию спиновых волн в пленке CoFeB даже при малых амплитудах электрического тока, что обусловлено большим спиновым углом Холла BiSe. Для маршрутизации спиновых волн предложено использовать локальное изменение перпендикулярной анизотропии с помощью приложения постоянных напряжений к электродам, нанесенным на слой MgO. Проведено моделирование системы из трех волноводов, соединяющихся в области электрического возбуждения спиновых волн (Рис. 7). Обнаружено, что изменение ЭМА позволяет существенно уменьшить интенсивность спиновых волн, бегущих в двух выбранных волноводах, и тем самым обеспечить распространение сильной волны только в третьем волноводе (Рис. 7). Таким образом, продемонстрирована возможность маршрутизации спиновых волн к одному из выходов магнетонного устройства с помощью подачи напряжений разной полярности на управляющие электроды.

Электрическое управление неоднородными магнитными состояниями

Заключительная глава работы описывает результаты исследования электрически индуцированной динамики неоднородных магнитных состояний в структурах с ЭМА. В первой части исследования с помощью микромагнитного моделирования была изучена генерация и маршрутизация магнитных капельных солитонов путем электрического управления интерфейсной магнитной анизотропией. Численные расчеты проводились для наноструктуры MgO/Fe/MgO с перпендикулярной магнитной анизотропией, включающей ультратонкий слой железа. Сначала рассматривалась структура в форме диска субмикронного размера. В центре диска на тонком диэлектрическом слое MgO располагался круглый металлический электрод меньшего радиуса R_G . Для создания магнитного солитона к этому электроду прикладывалось электрическое напряжение, уменьшающее перпендикулярную анизотропию в области слоя Fe под электродом.

Моделирование показало, что приложение к электроду субнаносекундного импульса напряжения $V = 4$ В приводит к 180° переключению намагниченности под электродом, в результате чего в центре диска генерируется магнитный солитон круглой формы [см. вставку на Рис. 8 (а)]. После выключения напряжения солитон не исчезает сразу, а существует продолжительное время порядка 10-100 нс, испытывая осцилляции размера, магнитного момента, а также намагниченности на своей границе [Рис. 8 (а)]. При этом благодаря дискообразной форме структуры солитон остается в центре области ферромагнетика под металлическим контактом. Анализ результатов показал, что частота колебаний солитона увеличивается со временем по экспоненциальному закону, а его площадь в плоскости нанослоя железа постепенно уменьшается в процессе такой колебательной релаксации. Была исследована зависимость времени жизни солитона от радиуса электрода R_G и величины внешнего магнитного поля. Моделирование показало, что использование наноконтактов с $R_G > 100$ нм и слабых магнитных полей

позволяет создать солитон, живущий более 100 нс при температуре $T = 0$ К. Важно, что дополнительные расчеты продемонстрировали лишь двукратное уменьшение времени жизни солитона при $T = 300$ К из-за термических флуктуаций.

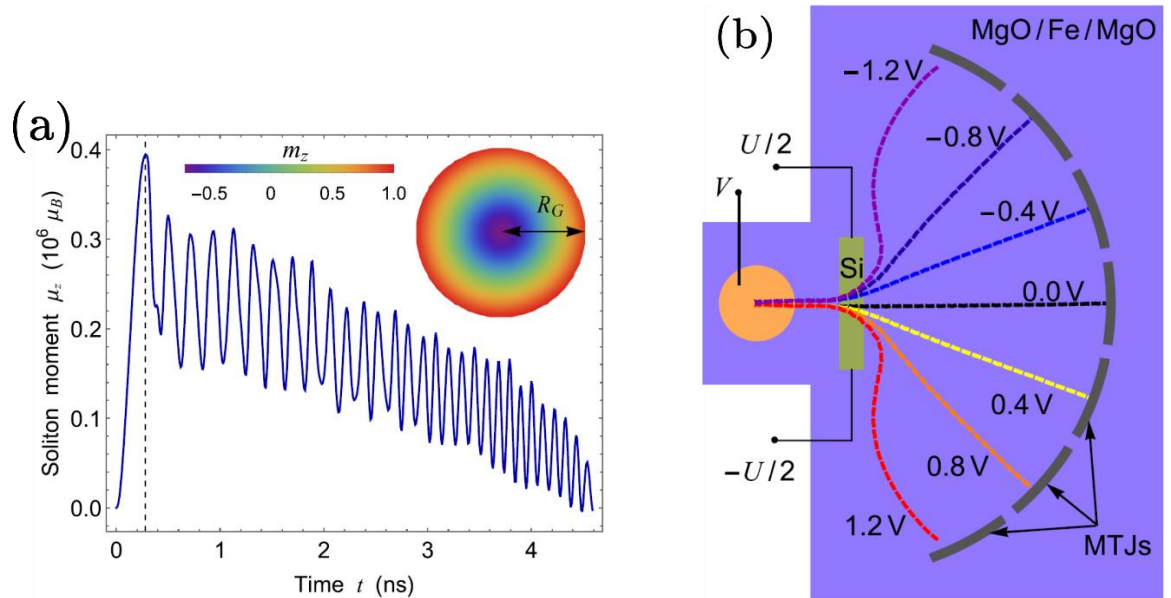


Рис. 8 — (a) Временная зависимость момента магнитного капельного солитона, сгенерированного субнаносекундным импульсом напряжения, локально приложенного к центру цилиндрической структуры Fe/MgO/Fe. (b) Траектории маршрутизируемого солитона при различных напряжениях U , приложенных к концам высокорезистивной полоски Si.

Для исследования возможности перемещения солитона на значительные расстояния был рассмотрен волновод MgO/Fe/MgO, в котором солитон генерируется вблизи одного из его торцов. С помощью численных расчётов было установлено, что из-за неоднородного размагничивающего поля в волноводе конечной длины солитон с ускорением движется к центру волновода. Был смоделирован сложный процесс движения солитона, ускорение которого зависит от многих параметров, таких как его размер, положение, направление намагниченности на границе и величина внешнего магнитного поля. Результаты показали, что до полного исчезновения солитон может распространяться по волноводу на микрометровые расстояния. При этом определяющим фактором дальности его перемещения оказывается время жизни.

В работе также продемонстрирована возможность маршрутизации солитона с помощью варьирования постоянного электрического напряжения. Поскольку перпендикулярная магнитная анизотропия в исследуемой структуре зависит от электрического поля E_z внутри нанослоя MgO, создание неоднородного электрического потенциала на поверхности пленки MgO приведет к градиенту поля анизотропии в ферромагнетике. Было выдвинуто предположение, что при прохождении солитона через область с неоднородной анизотропией должно возникать дополнительное перемещение солитона в зону более слабой анизотропии, сопровождающееся уменьшением его магнитной энергии. Была рассмотрена структура MgO/Fe/MgO, состоящая из волновода, присоединенного к широкой ферромагнитной пленке [Рис. 8 (b)]. Вблизи соединения волновода с пленкой на слое MgO располагалась высокорезистивная полупроводниковая полоска Si, приложение напряжений $+U/2$ и $-U/2$ к концам которой создает градиент анизотропии в расположенной под ней области ферромагнетика. Важно, что даже создание значительной разности потенциалов на полупроводниковом электроде не сопровождается существенным рассеиванием мощности из-за его малой электропроводности. Был смоделирован процесс зарождения и движения солитона в волноводе, его прохождение через область с неоднородной анизотропией и дальнейшее перемещение в пленке Fe. Расчеты показали, что траектория солитона в такой структуре очень чувствительна к напряжению U , приложенному к полупроводнику. Например, при $U = 0$ солитон распространялся прямолинейно, а приложение всего 1.2 В поворачивает его траекторию почти на 90° [Рис. 8 (b)]. В свою очередь, напряжение обратной полярности и той же величины отклоняет солитон в другую сторону на тот же угол. По данным микромагнитного моделирования построена зависимость угла отклонения солитона от приложенного управляющего напряжения U . Для детектирования траектории солитона было предложено использовать ансамбль МТК [Рис. 8 (b)], образуемых пленкой Fe, верхним слоем MgO и нанесенными на него ферромагнитными наноэлектродами. Поскольку туннельное сопротивление

МТК скачкообразно изменяется при переключении намагниченности в одном из электродов, такой ансамбль позволяет установить прохождение солитона через конкретную нанообласть пленки Fe путем мониторинга электрических сопротивлений МТК. Таким образом, с помощью электрической генерации и маршрутизации капельных солитонов можно осуществлять преобразование входного электрического сигнала в спиновый, передачу последнего к одному из выходов спин-электронного прибора и его последующее электрическое считывание.

Во второй части заключительной главы описано движение доменных стенок (ДС), порождаемое градиентом ЭМА в ферромагнитном нанотреке с интерфейсным взаимодействием Дзялошинского-Мории. Была исследована гетероструктура в виде сверхтонкого ферромагнитного слоя Co или Fe с перпендикулярной анизотропией, находящегося между слоями Pt и MgO (Рис. 9). Учитывалось, что на интерфейсе Pt|Co(Fe) присутствует взаимодействие

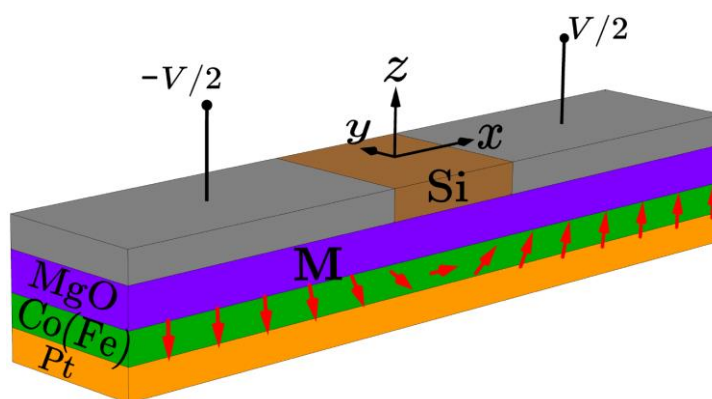


Рис. 9 — Нанотрек Pt/Co(Fe)/MgO с доменной стенкой, помещенной в градиент ЭМА, созданный падением напряжения V в слое Si.

Дзялошинского-Мории, стабилизирующее стенку Нееля, а интерфейс Co(Fe)|MgO создает ЭМА. Было предложено исследовать динамику ДС при создании неоднородной перпендикулярной анизотропии путем приложения разности потенциалов к высокорезистивному слою Si, расположенному на диэлектрике MgO. Путем микромагнитного моделирования было установлено, что под действием градиента ЭМА стенка движется в сторону

ослабления перпендикулярной анизотропии и может перемещаться в бездефектном нанотреке Pt/Co/MgO на расстояния, существенно превышающие длину $L_{Si} = 200$ nm полупроводникового электрода [Рис. 10 (a)]. Интересно, что движущаяся в таком нанотреке ДС Нееля перестает быть перпендикулярной его оси x , а намагниченность внутри стенки отклоняется от этой оси в плоскости ферромагнитного слоя. В случае же структуры Co/MgO, где отсутствует взаимодействие Дзялошинского-Мории, формирующаяся ДС Блоха испытывает только медленное движение колебательного характера, ограниченное много меньшими L_{Si} расстояниями. Таким образом, взаимодействие Дзялошинского-Мории обеспечивает возможность продолжения движения ДС вне области градиента перпендикулярной анизотропии.

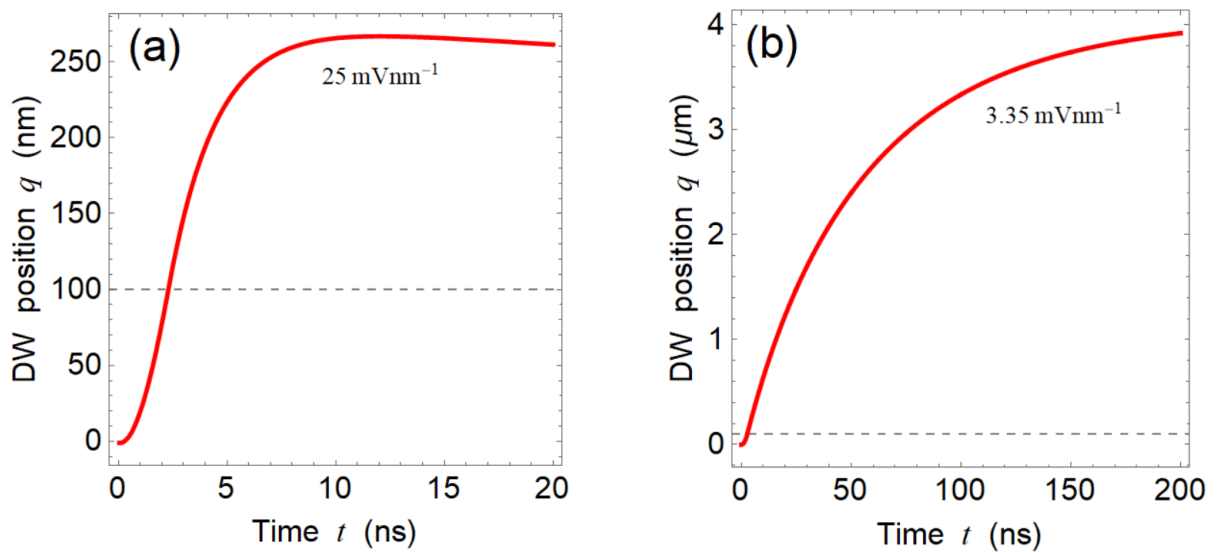


Рис. 10 — Зависимость координаты ДС от времени при распространении в пленке Co (a) и Fe (b), инициируемом градиентом ЭМА. Величина градиента электрического потенциала в полупроводниковом электроде указана на графиках. Штриховой линией отмечена граница полупроводникового электрода.

Для объяснения результатов проведенных численных расчетов была разработана аналитическая модель движения ДС в бесконечном ферромагнитном нанотреке с линейно изменяющейся перпендикулярной анизотропией. Модель основана на введении коллективных координат стенки и решении уравнений Эйлера-Лагранжа с диссипационным членом Рэлея.

Была получена система уравнений, которая связывает скорость dq/dt движения ДС с углами поворота φ и χ , задающими ориентацию стенки и намагниченности внутри нее, а также позволяет рассчитать значения q , φ и χ , соответствующие стационарному режиму. Вычисления показали, что решение этой системы кардинально изменяется при наличии достаточно сильного взаимодействия Дзялошинского-Мории, которое приводит к скачкообразному увеличению скорости стационарного движения ДС, более не зависящей от величины этого взаимодействия. Линеаризация полученного решения также продемонстрировала, что при $\varphi, \chi \ll 1$ скорость стенки прямо пропорциональна градиенту перпендикулярной анизотропии и обратно пропорциональна параметру затухания Гилберта α .

Поскольку аналитические расчеты предсказывают увеличение скорости движения ДС в ферромагнетиках с малым магнитным затуханием, микромагнитное моделирование было также проведено для нанотрека Pt/Fe/MgO с полупроводниковым электродом той же длины $L_{Si} = 200$ нм. Приведенные на Рис. 10 данные показывают, что дальность перемещения и скорость движения ДС в таком нанотреке ($\alpha_{Fe} = 0.0025$) действительно намного больше, чем в структуре Pt/Co/MgO ($\alpha_{Co} = 0.03$).

Заключение

Таким образом, в работе проведены теоретические исследования ряда спиновых процессов, возникающих в наноструктурах «ферромагнетик-диэлектрик» с ЭМА, и получены следующие основные результаты:

- Описана спиновая динамика и зарядовый транспорт в туннельной гетероструктуре $\text{CoFeV/MgO/CoFeV/Au}$, подключенной к источнику постоянного тока [1, 2]. Установлено, что совместное действие ЭМА и вращающего момента, создаваемого спин-поляризованным током, приводит к возникновению спин-ориентационного перехода нового типа, при котором намагниченность нанослоя CoFeV после потери устойчивости начинает прецессировать вокруг оси, отклоненной от ее первоначального направления. Рассчитана порождаемая прецессией спиновая накачка в пленку Au и полный спиновый ток вблизи интерфейса Au|CoFeV . Эффективность работы описанного спинового инжектора на постоянном токе подтверждается появлением в двойном слое CoFeV/Au поперечного напряжения, достаточного для экспериментального измерения.
- Предложен спиновый инжектор в металлы и полупроводники, возбуждаемый радиочастотным электрическим напряжением, приложенным к МТК [3]. Эффективное функционирование такого инжектора обеспечивается электрически индуцированной прецессией намагниченности в «свободном» электроде МТК, которая создает спиновую накачку в прилегающий металлический или полупроводниковый слой. Для подтверждения эффективности предложенного прибора рассчитана спиновая и зарядовая динамика в туннельных гетероструктурах $\text{CoFeV/MgO/CoFeV/Au}$ и $\text{CoFeV/MgO/CoFeV/GaAs}$. С помощью численных расчетов определены зависимости амплитуды прецессии от частоты и величины приложенного напряжения. Показано, что частотная зависимость амплитуды радикально изменяется при напряжениях выше 200 мВ, испытывая разрыв при резонансной частоте свободного слоя

CoFeB из-за нелинейных эффектов. Полученные для прецессии намагниченности результаты использованы для описания спиновой инжекции и накачки в Au и GaAs. Показано, что возникающее в слое Au поперечное напряжение, характеризующее эффективность генерации спинового тока, при резонансной частоте становится экспериментально измеримым. Также рассчитана спиновая аккумуляция в полоске n^+ -GaAs, контактирующей с МТК, и определены ее временная зависимость и пространственное распределение. Установлено, что при резонансном возбуждении амплитуда осциллирующей спиновой аккумуляции является достаточной большой для экспериментального измерения с помощью метода нелокального спинового детектирования даже на расстояниях в несколько микрометров от МТК. Этот результат демонстрирует высокую эффективность предложенного спинового наноинжектора, возбуждаемого радиочастотным напряжением.

- Описано электрическое возбуждение спиновых волн в ферромагнитном волноводе с перпендикулярной анизотропией и их контроль с помощью спин-орбитального вращающего момента, создаваемого электрическим током, протекающим через слой тяжелого металла [4]. Результаты получены путем микромагнитного моделирования волновода W/CoFeB/MgO, в центральной части которого к слою MgO локально прикладывалось радиочастотное напряжение. Показано, что создаваемая этим напряжением модуляция ЭМА порождает прецессию намагниченности в слое CoFeB. При частотах, превышающих резонансную частоту пленки CoFeB, в обе стороны от области электрического возбуждения распространяются спиновые волны, длины затухания которых приблизительно одинаковы в отсутствие тока в слое W. При изучении воздействия тока на спиновые волны в CoFeB рассмотрена ситуация, когда источник постоянного тока подключен к середине слоя W. В этом случае пропускаемый ток индуцирует антипараллельные спиновые вращающие моменты для волн, распространяющихся в разных половинах

волновода. Моделирование показало, что даже сравнительно малые плотности тока в слое W изменяют величины длин затухания спиновых волн таким образом, что одна из них распространяется значительно дальше, чем другая. При этом характер воздействия тока на конкретную волну зависит от полярности прикладываемого к слою вольфрама электрического напряжения. Найдена критическая плотность тока, выше которой одна из спиновых волн перестает ослабевать с расстоянием при нулевой абсолютной температуре, так как магнитное затухание для нее полностью компенсируется спиновым вращающим моментом. Спиновая же волна, распространяющаяся в противоположном направлении, затухает при критической плотности тока примерно в 2 раза быстрее, чем в отсутствие тока. Расчет амплитуд прецессии намагниченности в двух спиновых волнах на разном удалении от источника показал, что пропускание тока плотностью 4×10^{10} А м⁻² приводит к стократному отличию амплитуд двух волн на расстоянии 3 мкм от центра волновода. Таким образом, предложенная гетероструктура может использоваться как электрический переключатель спиновых волн.

- С помощью микромагнитного моделирования продемонстрировано эффективное возбуждение спиновых волн в гетероструктуре BiSe/CoFeV/MgO, подвергнутой воздействию радиочастотного электрического тока. Показано, что топологический изолятор BiSe, обладающий большим спиновым углом Холла, позволяет генерировать спиновые волны в прилежащем слое CoFeV даже при малых амплитудах пропускаемого переменного тока. Для маршрутизации спиновых волн в гетероструктуре BiSe/CoFeV/MgO предложено использовать локальное изменение перпендикулярной анизотропии с помощью приложения постоянных напряжений к электродам, нанесенным на слой MgO. Демонстрировано, что спиновые волны, генерируемые в структуре BiSe/CoFeV/MgO с несколькими волноводами, можно направлять к

одному из выходов магнитного устройства путем локального изменения ЭМА с помощью напряжений, приложенных к управляющим электродам.

- Показано, что в ферромагнитных наноструктурах с ЭМА можно создавать и маршрутизировать наномасштабные капельные солитоны без компенсации магнитного затухания [5]. С помощью микромагнитного моделирования тройного слоя MgO/Fe/MgO продемонстрировано образование магнитного капельного солитона под управляющим наноэлектродом, на который подается субнаносекундный импульс электрического напряжения. Солитон существует до 50 наносекунд при комнатной температуре и может перемещаться в ферромагнитном волноводе на микрометровые расстояния под действием ненулевого градиента поля размагничивания. Кроме того, моделирование выявило возможность электрической маршрутизации солитона к различным выходам магнитоэлектрического устройства, осуществляемой с помощью дополнительного полупроводникового полоскового электрода, создающего контролируемый градиент перпендикулярной магнитной анизотропии. Полученные результаты изменяют существующие представления о магнитных капельных солитонах, согласно которым их образование требует компенсации магнитного затухания вращающим моментом, создаваемым спин-поляризованным электрическим током или чистым спиновым током. Проведённое исследование также демонстрирует возможность создания энергоэффективного устройства обработки информации, основанного на генерации, распространении и маршрутизации магнитных солитонов с помощью электрических полей.
- Установлено сильное влияние интерфейсного взаимодействия Дзялошинского-Мории на движение 180° доменных стенок, индуцированное локализованным градиентом перпендикулярной анизотропии, создаваемым в сверхтонком ферромагнитном нанотреке с помощью полупроводникового электрода конечной длины. Показано, что скорость доменной стенки возрастает с увеличением градиента

анизотропии и уменьшением параметра затухания Гилберта. При этом в бездефектной наноструктуре Pt/Fe/MgO/Si стенка может перемещаться на расстояния, на порядок превышающие длину управляющего электрода, двигаясь со скоростью порядка 100 м/с благодаря сильному взаимодействию Дзялошинского-Мории и малому параметру магнитного затухания железа.

Публикации автора по теме работы

1. Nikitchenko A.I., Pertsev N.A. Spin injection and pumping generated by a direct current flowing through a magnetic tunnel junction // Phys. Rev. B, 2019, vol. 99, art. 224426. DOI: 10.1103/PhysRevB.99.224426.

2. Nikitchenko A.I., Pertsev N.A. Current-driven magnetization switching and dynamic spin reorientation transition in magnetic tunnel junctions // J. Phys.: Conf. Ser., 2019, vol. 1400, art. 077005. DOI:10.1088/1742-6596/1400/7/077005.

3. Nikitchenko A.I., Pertsev N.A. Nanoscale spin injector driven by a microwave voltage // Phys. Rev. Applied, 2020, art. 14, 034022. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.034022.

4. Nikitchenko A.I., Pertsev N.A. Spin-orbit torque control of spin waves in a ferromagnetic waveguide // Phys. Rev. B, 2021, vol. 104, art. 134422. DOI: 10.1103/PhysRevB.104.134422.

5. Nikitchenko A.I., Pertsev N.A. Generation and routing of nanoscale droplet solitons without compensation of magnetic damping // Phys. Rev. Mater., 2022, vol. 6, art. L101401. DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.6.L101401.