

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук

На правах рукописи

Никитченко Андрей Игоревич

**Электрически индуцированная спиновая динамика
в ферромагнитных гетероструктурах
с электрочувствительной магнитной анизотропией**

Специальность 1.3.8 —

«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
заведующий лабораторией Динамики материалов
Перцев Николай Андреевич

Санкт-Петербург — 2023

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Обзор литературы	13
1.1 Ферромагнетики и их физические свойства	13
1.2 Термодинамическая теория ферромагнетиков	17
1.2.1 Обменная энергия	17
1.2.2 Магнитостатическая энергия	18
1.2.3 Энергия магнитной анизотропии	19
1.2.4 Магнитоупругая энергия	22
1.2.5 Обменное взаимодействие между слоями (IES)	23
1.3 Динамика намагниченности в ферромагнитных гетероструктурах	27
1.3.1 Электрически индуцированная спиновая динамика	27
1.3.2 Спиновые волны, доменные стенки и солитоны	40
1.4 Методы моделирования спиновой динамики	46
1.4.1 Приближение макроспина	46
1.4.2 Микромагнитное моделирование	47
Глава 2. Спиновая инжекция и накачка в немагнитные металлы и полупроводники	52
2.1 Спиновая динамика в магнитном туннельном контакте, подключенном к источнику постоянного тока	53
2.1.1 Динамический спин-ориентационный переход в ферромагнитном нанослое	53
2.1.2 Спиновая инжекция и накачка в немагнитный металл	60
2.2 Спиновая динамика в туннельной наноструктуре, подключенной к источнику переменного напряжения	70
2.2.1 Нелинейная динамика намагниченности в ферромагнитном нанослое, индуцированная радиочастотным напряжением	71
2.2.2 Электрически возбуждаемый спиновый наноинжектор	78

	Стр.
2.2.3 Спиновая аккумуляция в полупроводнике	86
Глава 3. Электрическая генерация и маршрутизация спиновых волн	94
3.1 Возбуждение спиновых волн при высокочастотной модуляции электрочувствительной анизотропии	95
3.2 Контроль распространения спиновых волн путем инъекции постоянного спинового тока	101
3.3 Маршрутизация спиновых волн путем изменения электрочувствительной анизотропии	111
Глава 4. Электрическое управление неоднородными магнитными состояниями	114
4.1 Генерация капельных солитонов без компенсации магнитного затухания	115
4.2 Маршрутизация капельных солитонов с помощью варьирования градиента электрочувствительной анизотропии	122
4.3 Движение 180° доменных стенок, индуцированное градиентом перпендикулярной магнитной анизотропии	127
Заключение	138
Список литературы	143

Введение

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 [1]. 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 [2; 3]. Другим вариантом является пропускание электрического тока через прилегающий к ферромагнетике слой тяжелого металла или топологического изолятора с сильным спин-орбитальным взаимодействием [4]. 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 [5; 6].

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 [7; 8]. С помощью модуляции такой электрочувствительной магнитной анизотропии (ЭМА) можно индуцировать различные виды спиновой динамики, например, создавать когерентную прецессию намагниченности [9; 10] и ее 180° переключение [11; 12], а также изменять скорость движения доменных стенок [13]. 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.

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

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 в течение короткого промежутка времени 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, достигая максимальной скорости порядка 100 м/с.

Практическая значимость. Результаты проведенных теоретических исследований позволяют сформулировать рекомендации для разработки и оптимизации ряда спинтронных и магنونных 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 магنونного 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 запоминающих устройств, использующих 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 $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}/\text{Au}$ с ЭМА может порождать 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 $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}$ 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 магнитного 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 $MgO/Fe/MgO$ субнаносекундным 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 бездефектной гетероструктуре

Pt/Fe/MgO/Si стенка может перемещаться на расстояния, на порядок превышающие длину управляющего электрода, и достигать скорости вплоть до 100 м/с благодаря сильному взаимодействию Дзялошинского-Мории и малому параметру магнитного затухания железа.

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.СПб 2019”, “XXIII симпозиум Нанопластика и наноэлектроника 2019”, “СМД 2020 GEFES”, “XXIV симпозиум Нанопластика и наноэлектроника 2020”, научные семинары лаборатории динамики материалов и лаборатории 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.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в четырех статьях, опубликованных в журналах, индексируемых базами данных Web of Science, Scopus и Russian Science Citation Index, и одной статье, опубликованной в журнале, индексируемом базой данных Scopus.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. *Nikitchenko, A. I.* Spin injection and pumping generated by a direct current flowing through a magnetic tunnel junction / **A. I. Nikitchenko**, N. A. Pertsev // Phys. Rev. B. — 2019. — Vol. 99. — P. 224426.
- A2. *Nikitchenko, A. I.* Current-driven magnetization switching and dynamic spin reorientation transition in magnetic tunnel junctions /

- A. I. Nikitchenko**, N. A. Pertsev // J. Phys.: Conf. Ser. — 2019. — Vol. 1400. — P. 077005.
- A3. **Nikitchenko, A. I.** Nanoscale Spin Injector Driven by a Microwave Voltage / **A. I. Nikitchenko**, N. A. Pertsev // Phys. Rev. Appl. — 2020. — Vol. 14. — P. 034022.
- A4. **Nikitchenko, A. I.** Spin-orbit torque control of spin waves in a ferromagnetic waveguide / **A. I. Nikitchenko**, N. A. Pertsev // Phys. Rev. B. — 2021. — Vol. 104. — P. 134422.
- A5. **Nikitchenko, A. I.** Generation and routing of nanoscale droplet solitons without compensation of magnetic damping / **A. I. Nikitchenko**, N. A. Pertsev // Phys. Rev. Mater. — 2022. — Vol. 6. — P. L101401.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Полный объем диссертации составляет 171 страницу, включая 69 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 301 наименование.

Основная часть работы имеет следующую структуру:

Первая глава носит обзорный характер и посвящена физическим основам ферромагнетизма. Рассмотрены вклады в свободную энергию ферромагнетика, включающие интерфейсные эффекты. Описаны транспортные явления в ферромагнитных гетероструктурах.

Вторая глава посвящена исследованию спиновых инжекторов, возбуждаемых электрически. Обнаружена большеугловая самостоятельная прецессия намагниченности с гигагерцовой частотой в магнитном туннельном контакте CoFeB/MgO/CoFeB, возбуждаемая постоянным туннельным током. Рассчитана спиновая инжекция и накачка в прилегающий слой Au. Получено распределение спиновых и зарядовых токов в структуре CoFeB/Au и рассчитано поперечное напряжение на гранях этой структуры. Исследована нелинейная магнитная динамика намагниченности в МТК, подключенном к источнику радиочастотного напряжения. Предложен спиновый инжектор в полупроводники, управляемый переменным напряжением.

В **третьей главе** приводятся результаты теоретического исследования возбуждения и контроля спиновых волн в гетероструктурах с ЭМА. Демонстрируется возможность непараметрической генерации спиновых волн путем приложения радиочастотного напряжения, локально меняющего ЭМА. Показано, что

неоднородный спин-орбитальный вращающий момент, созданный постоянным электрическим током в прилегающем к ферромагнетику слое тяжелого металла, по-разному действует на спиновые волны, распространяющейся в волноводе в разных направлениях. В результате такого действия одна из волн может распространяться при нулевой температуре без затуханий, а амплитуда другой волны спадает примерно в два раза быстрее, чем в отсутствие тока. Таким образом, предложен магнотонный прибор, преобразующий электрическое напряжение в спиновый сигнал, распространение которого контролируется электрическим током.

Четвертая глава описывает результаты изучения электрического управления неоднородными магнитными состояниями: капельными солитонами и доменными стенками (ДС). Продемонстрирована возможность генерации магнитных капельных солитонов в наноструктуре с ЭМА без компенсации магнитного затухания, что обеспечивается приложением субнаносекундных импульсов электрического напряжения к диэлектрическому слою, интерфейс которого с ферромагнетиком обладает ЭМА. Показано, что сгенерированные солитоны могут существовать в диссипативной среде до 50 нс при комнатной температуре и до 100 нс в отсутствие тепловых флуктуаций. Проведено моделирование, результаты которого говорят о дрейфе солитона в неоднородном размагничивающем поле, а также его смещении в область более слабой перпендикулярной магнитной анизотропии, которая может быть создана в рассмотренной структуре приложением разности напряжений к концам дополнительного полупроводникового электрода, выращенного на слое диэлектрика. Демонстрируется возможность маршрутизации капельных солитонов в структуре с несколькими считывающими выходами в виде МТК. Изучено движение 180° ДС в электрически индуцированном градиенте перпендикулярной анизотропии. Показано, что интерфейсное взаимодействие Дзялошинского-Мории играет ключевую роль для распространения ДС на большие расстояния. Приводится модель, основанная на уравнении Релея-Лагранжа, дающая простое аналитическое соотношение для скорости ДС. Предлагается описание механизма движения ДС, а также делаются выводы о материальных параметрах, способствующих наиболее эффективному электрическому управлению ДС в наноструктурах с ЭМА.

В **заключении** перечислены основные результаты диссертационной работы.

Глава 1. Обзор литературы

1.1 Ферромагнетики и их физические свойства

Ферромагнетизм – это появление спонтанной намагниченности при температуре ниже температуры Кюри вследствие упорядочения магнитных моментов, при котором большая их часть параллельна друг другу [14]. Вещества, в которых возникает ферромагнитное упорядочение магнитных моментов, называются ферромагнетиками [15]. При охлаждении до температуры Кюри ферромагнетик испытывает фазовый переход в состояние со спонтанной намагниченностью. При температуре ниже температуры Кюри ферромагнетик имеет доменную структуру. Это значит, что кристалл состоит из областей с одинаковой пространственной ориентацией намагниченности. Доменная структура может быть различной в зависимости от материала и условий прохождения фазового перехода. Переходные области между доменами, внутри которых намагниченность неоднородна, называются доменными стенками, и имеют толщину, малую по сравнению с размерами доменов. Доменные стенки, являясь областями с градиентом намагниченности, обладают избыточной энергией и поэтому сами по себе энергетически невыгодны. Однако образование доменной структуры может существенно уменьшить размагничивающее поле и внутренние механические напряжения в ферромагнетике. Конкуренция между снижением энергии внутренних полей и увеличением суммарной энергии доменных стенок задает форму и размер доменов. Если же размеры кристалла достаточно малы, то наиболее энергетически выгодным оказывается существование единственного домена, что означает однородность намагниченности во всем объеме кристалла.

Важной особенностью ферромагнетиков является наличие гистерезисных явлений. На Рис. 1 представлена зависимость намагниченности ферромагнетика (а) и парамагнетика (б) от приложенного магнитного поля. Видно, что даже в отсутствие приложенного поля у ферромагнетика может существовать ненулевая намагниченность. Направление намагниченности можно изменить на противоположное путем приложения поля, превышающего так называемое коэрцитивное поле. Это свойство ферромагнетиков позволяет создавать на их

основе магнитную память случайного доступа (MRAM) [15]. Сейчас гистерезис ферромагнетиков используется в жестких дисках, плотность записи которых за последние 60 лет увеличилась в 500 миллионов раз (с 2 кб/д² почти до 1 Тб/д²) [16]. Наиболее перспективными с точки зрения применения являются слоистые ферромагнитные структуры, в частности, магнитные туннельные контакты и спиновые клапаны. Если у поверхности тонкой ферромагнитной пленки присутствует электрическое поле, то заполненность d-орбиталей в ферромагнетике меняется, что может влиять на направление намагниченности в пленке [17]. Такой эффект был подтвержден экспериментально для разных ферромагнитных гетероструктур [7; 18; 19] и находит применение в эффективном переключении намагниченности в магнитной памяти [20; 21].

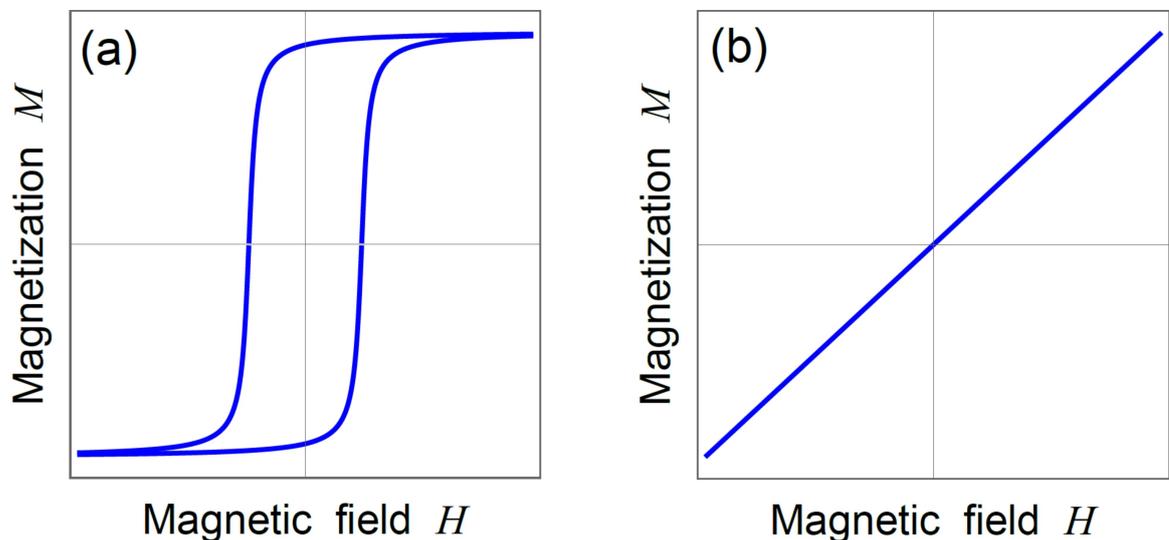


Рисунок 1 — Зависимость намагниченности M от приложенного магнитного поля H в ферромагнетике (a) и парамагнетике (b).

В двойных слоях ферромагнетика и антиферромагнетика наблюдается эффект обменного смещения, которое изменяет отклик ферромагнетика на прикладываемое магнитное поле [22–24]. Для переключения ферромагнитного слоя в состояние с другой ориентацией намагниченности необходимо много большее внешнее поле, чем в отсутствие обменного смещения. Другими словами, обменное взаимодействие с антиферромагнетиком смещает всю гистерезисную кривую в одном направлении [Рис. 2 (a)]. Это явление используется для фиксирования намагниченности в таких структурах как спиновый клапан [25], где при малых внешних полях один из слоев (опорный или фиксированный) не меняет направления намагниченности, в то время как намагниченность другого (свободного) может свободно вращаться. Эффект нашел применение в

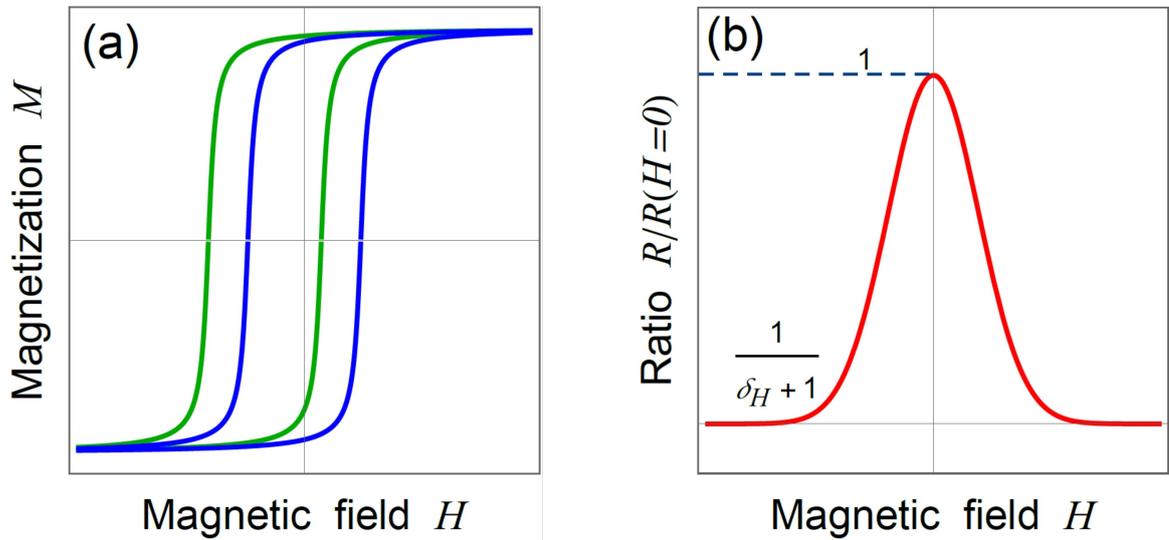


Рисунок 2 — Зависимость намагниченности от приложенного магнитного поля в ферромагнитном слое в отсутствие обменного смещения антиферромагнетиком (синяя кривая) и при его наличии (зеленая кривая) (а). Зависимость отношения электрического сопротивления магнитной наноструктуры R к ее исходному сопротивлению $R(H = 0)$ от приложенного поля H (б).

считывающих головках жестких дисков и в элементах MRAM [26–28]. Говоря о наблюдаемых в многослойных ферромагнитных структурах эффектах, надо упомянуть о гигантском магнетосопротивлении (GMR) – зависимости электрического сопротивления контакта из двух ферромагнетиков от взаимной ориентации их намагниченностей. При приложении к контакту магнитного поля H ориентация намагниченности свободного слоя меняется, в то время как намагниченность опорного слоя фиксирована. В результате сопротивление контакта зависит от приложенного к нему поля [Рис. 2 (б)]. Количественно GMR характеризуется величиной $\delta_H = \frac{R(0) - R(H)}{R(H)}$, где $R(0)$ – сопротивление контакта в отсутствие магнитного поля, а $R(H)$ – при его наличии. Хотя сам эффект был открыт на целиком проводящей структуре Fe/Cr/Fe ($\delta_H \sim 2\%$) [29; 30], наиболее ярко он выражен в туннельных контактах Fe/MgO/Fe ($\delta_H \leq 60\%$) [31], где получил название туннельного магнетосопротивления (TMR). При изготовлении современных туннельных контактов в качестве ферромагнетиков используются сплавы $\text{Co}_x\text{Fe}_y\text{V}_{1-x-y}$, разделенные диэлектриком MgO, что позволяет увеличить δ_H до 600 %. Именно благодаря открытию TMR удалось добиться высокой эффективности элементов магнитной памяти [32; 33] и считывающих головок жестких дисков [34].

Исторически первым кандидатом на роль фактора, эффективно управляющего намагниченностью в ферромагнитных наноструктурах, считается

спин-поляризованный ток. Пройдя через намагниченный слой, электрический ток приобретает частичную спиновую поляризацию. При попадании спин-поляризованного электрического тока в ферромагнитный слой с намагниченностью, неколлинеарной спиновой поляризации тока, происходит так называемая фильтрация тока ферромагнитным слоем. При этом носители заряда спин-поляризованного тока быстро релаксируют в ферромагнетике, переориентируя свой спин в направлении намагниченности ферромагнетика и индуцируя в нем вращающий магнитный момент, получивший в иностранной литературе название “spin-transfer torque” (STT). Впервые индуцировать STT спин-поляризованным током в ферромагнитном слое удалось в структурах ферромагнетик/немагнитный металл/ферромагнетик и ферромагнетик/немагнитный диэлектрик/ферромагнетик [35–37], где ток был направлен перпендикулярно границе раздела слоев. Было показано, что спин-поляризованный ток способен как возбудить колебания намагниченности, так и переключить ее. При этом плотность тока для переключения может составлять 10^{10} А м⁻² при величине тока менее 50 мкА [38–40], что гораздо эффективнее, чем переключение намагниченности полями Эрстеда, для создания достаточной величины которых нужны большие мощности. Благодаря открытию стабильной большой прецессии намагниченности под действием постоянного спин-поляризованного тока [41] стало возможно создание магнитных наносцилляторов, используемых в микроволновых датчиках и источниках питания с настраиваемой частотой. Подобно тому, как постоянный зарядовый ток может вызывать стабильную прецессию намагниченности, осцилляция намагниченности способна индуцировать чисто спиновый ток в прилегающем к ферромагнетику немагнитном металле [42–44]. Такая спиновая накачка является кандидатом для создания источника спинового тока (“спиновой батареи”) [45]. Кроме инъекции спина в прилегающий немагнитный металл, осцилляция намагниченности ведет к снижению поля переключения ферромагнетика [46–48] и может существенно повысить эффективность работы магнитной памяти [49]. Спиновая накачка может быть обнаружена на эксперименте посредством обратного спинового эффекта Холла (ISHE) [50; 51], заключающегося в генерации спиновым током зарядового. Наряду с ISHE, существует прямой спиновый эффект Холла (SHE) [52; 53], отвечающий за спиновый ток, индуцируемый зарядовым. Было показано, что SHE и ISHE проявляются как в металлах [54; 55], так и полупроводниках [56; 57]. Практический интерес представляет наблюдение обоих эффектов не только при

криогенных температурах, но и при комнатной [55; 58]. Как видно из большого количества работ, наибольший интерес представляют ферромагнитные наноструктуры: сверхрешетки, спиновые клапаны, спиновые инжекторы, магнитные туннельные контакты. Электрически контролируемая магнитная динамика и транспорт заряда и спина в таких структурах активно используются в современной индустрии и лежат в основе работы элементов спинтроники.

1.2 Термодинамическая теория ферромагнетиков

При температурах T много ниже температуры Кюри T_c абсолютная величина намагниченности $|\mathbf{M}| = M_s(T)$ в ферромагнетике является практически фиксированной величиной. Поэтому исследуют ориентацию единичного вектора $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$. В дальнейшем условимся называть намагниченностью вектор \mathbf{m} . Наиболее простым подходом является приближение макроспина, то есть однородности намагниченности внутри всего объема ферромагнетика. В этом случае намагниченность в кристалле ведет себя как один спин. Для теоретического описания ферромагнетиков вводится объемная плотность свободной энергии, минимизация которой дает направление вектора \mathbf{m} в кристалле. Свободная энергия ферромагнетика складывается из энергии анизотропии, магнитоупругой, обменной и магнитостатической энергии.

1.2.1 Обменная энергия

Предположим, что в каждом узле кристаллической решетки находится атом со спиновым квантовым числом S . Квантовая механика предсказывает наличие между атомами взаимодействия, ориентирующего спины неспаренных электронов соседних атомов параллельно или антипараллельно в зависимости от знака величины J , называемой обменным интегралом. Эффективное обменное взаимодействие между спинами в соседних атомах i и j может быть

учтено введением потенциальной энергии

$$F_{ij} = -J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j, \quad (1)$$

где не производится суммирование по повторяющимся индексам, J_{ij} есть обменный интеграл, связывающий атомы i и j , а \mathbf{S}_i обозначает спиновый момент атома i в единицах \hbar . Оказывается, что подобно случаю с классическими векторами можно ввести угол между угловыми моментами атомов i и j – φ_{ij} . Тогда обменную энергию атома j в кристалле можно записать как:

$$F_j^{\text{ex}} = - \sum_{i>j} J_{ij} S^2 \cos \varphi_{ij}. \quad (2)$$

Целесообразно учитывать обменное взаимодействие только соседних узлов решетки, пренебрегая взаимодействием далеко расположенных друг от друга узлов в силу его малой величины. Будем считать обменный интеграл двух соседних ионов одинаковым ($J_{ij} = J$) при любых $i \neq j$. Если в кубическом кристалле намагниченность неоднородна, то изменение плотности обменной энергии при малых углах φ_{ij} дается выражением [59]:

$$F^{\text{ex}} = \frac{JS^2}{a} [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2], \quad (3)$$

где a это размер элементарной ячейки, а вектор \mathbf{m} это единичный вектор в направлении намагниченности.

1.2.2 Магнитостатическая энергия

Магнитостатическая энергия определяется взаимодействием намагниченности кристалла как с внешним магнитным полем, приложенным к кристаллу, так и с собственным магнитным полем, создаваемым ферромагнетиком. Если извне к кристаллу приложено однородное магнитное поле \mathbf{H} , а намагниченность внутри кристалла однородна и равна M_s , то энергия ферромагнетика в приложенном поле дается выражением:

$$F_m = -\mu_0 M_s H_i m_i, \quad (4)$$

где использовано правило суммирования по повторяющимся индексам. Очевидно, приложение внешнего магнитного поля смещает равновесное направление

вектора намагниченности в сторону приложенного поля. Магнитостатическая энергия обуславливается не только взаимодействием магнитных моментов элементарных ячеек кристалла с внешним полем, но и друг с другом. В общем случае неоднородного распределения намагниченности эта часть магнитостатической энергии рассчитывается как сумма диполь-дипольных взаимодействий между всеми спинами. В случае однородного распределения намагниченности расчет заметно упрощается, опираясь на метод эффективных магнитных зарядов. Для однородно намагниченного ферромагнетика можно рассчитать размагничивающее поле, определяемое спонтанной намагниченностью M_s и формой кристалла. Энергия взаимодействия однородной намагниченности в кристалле с размагничивающим полем дается выражением

$$F_{s-m} = \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 N_{ij} m_i m_j, \quad (5)$$

где \mathbf{N} это диагональная матрица размагничивающих факторов, определяемая только формой кристалла [60].

1.2.3 Энергия магнитной анизотропии

Энергия магнитной анизотропии делает энергетически более выгодными определенные направления намагниченности в кристалле, которые называются легкими осями. Причина существования магнитокристаллической анизотропии заключается в наличии слабых релятивистских взаимодействий между атомами и симметрии кристаллической решетки. Пусть между намагниченностью и легкой осью есть угол θ . Объемная плотность энергии анизотропии представляется в виде степенного ряда по $\sin \theta$. Поскольку при обращении времени намагниченность, в отличие от плотности энергии, меняет знак, ряд может содержать только четные степени $\sin \theta$ [60]:

$$F_k = \sum_n K'_n \sin^{2n} \theta. \quad (6)$$

Здесь K'_n – зависящие от температуры коэффициенты анизотропии. Для большинства кристаллов достаточным оказывается учет первых двух членов этого ряда:

$$F_k \approx K'_1 \sin^2 \theta + K'_2 \sin^4 \theta. \quad (7)$$

Запись (7) показывает зависимость плотности энергии анизотропии от угла между намагниченностью и легкой осью, если существует единственная легкая ось. В противном случае зависимость будет от двух углов: полярного θ и азимутального φ , однозначно задающих направление вектора намагниченности в сферической системе координат. Примером может служить кубическая анизотропия, плотность энергии которой записывается через направляющие косинусы вектора намагниченности m_i как

$$F_k \approx K_1(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2, \quad (8)$$

где K_1 и K_2 это коэффициенты кубической анизотропии четвертого и шестого порядков соответственно. Важную роль играет знак коэффициента K_1 . При $K_1 > 0$ (например, у железа) энергия анизотропии достигает минимума при наличии лишь одной ненулевой компоненты m_i , то есть в одном из шести эквивалентных направлений: $[1\bar{1}00]$, $[01\bar{1}0]$, $[001\bar{1}]$. У никеля $K_1 < 0$, и минимум энергии анизотропии соответствует $|m_x| = |m_y| = |m_z| = 3^{-1/2}$, то есть, направлениям $[111]$, $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$, $[1\bar{1}\bar{1}]$ и т.д. Рис. 3 демонстрирует распределение энергии анизотропии по направлениям вектора намагниченности в кристаллографической системе координат для никеля (а) и железа (б). На Рис. 4 красными стрелками обозначены соответствующие приведенным распределениям энергии легкие оси в никеле (а) и железе (б). Поскольку коэффициенты разложения

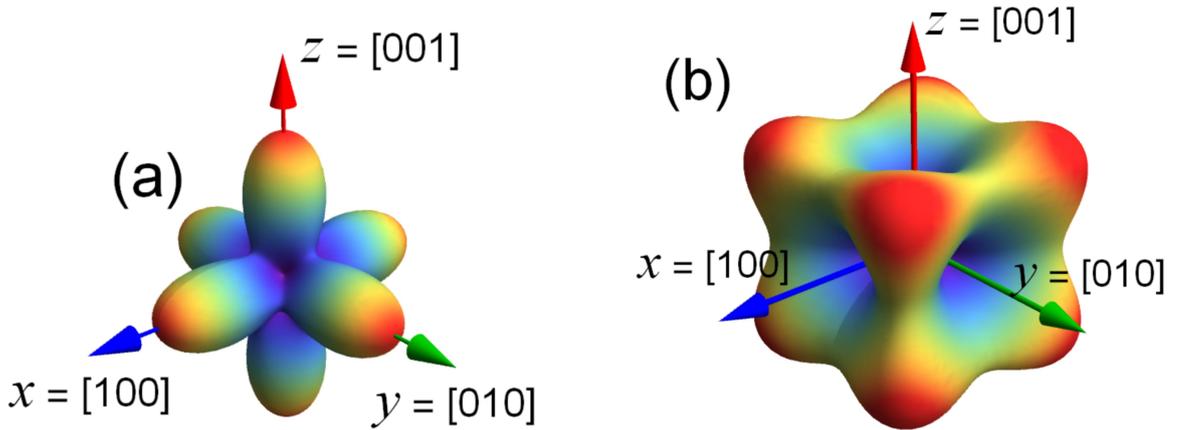


Рисунок 3 — Поверхность энергии анизотропии, отражающая ее зависимость от ориентации вектора намагниченности в кристалле никеля (а) и железа (б).

K_i являются функциями температуры, при изменении температуры кристалла возможно изменение легкой оси, связанное со сменой знака K_i . Такой фазовый переход получил название ориентационного перехода и наблюдается, например, в кристалле NdCo_5 при температуре ~ 250 К [61]. При охлаждении до этой

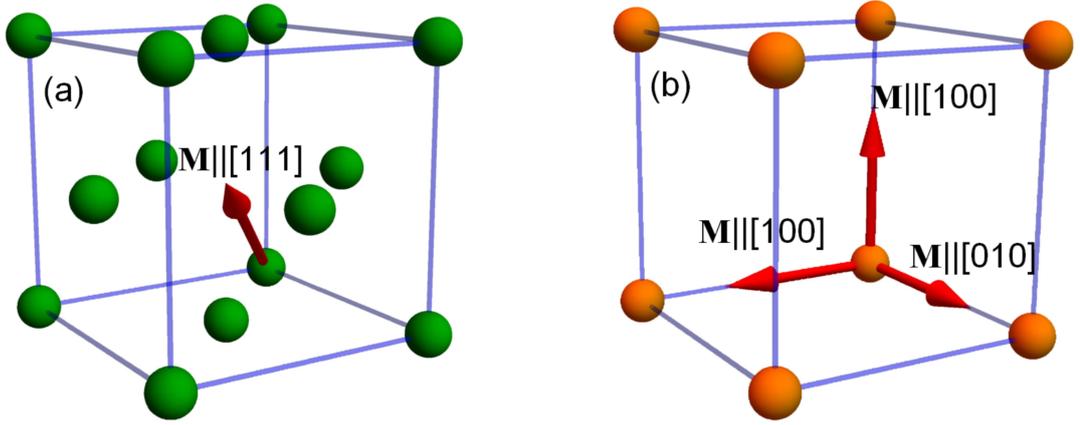


Рисунок 4 — Легкие оси в кристаллах никеля (a) и железа (b).

температуры K_1 становится отрицательным, и легкая ось поворачивается на угол 90° .

Как было сказано выше, магнитокристаллическая анизотропия обусловлена слабыми релятивистскими взаимодействиями в решетке, а ее вид определяется в том числе симметрией структуры. Из этого следует, что дефекты кристаллической решетки могут влиять на анизотропию. Например, содержащие неспаренные электроны орбитали атомов на поверхности ферромагнетика деформированы по сравнению с находящимися в объеме материала. Таким образом, с поверхностью ферромагнетика связана дополнительная энергия магнитной анизотропии, приближенно записываемая как

$$F_s \approx K_s m_z^2 S, \quad (9)$$

где ось z направлена перпендикулярно поверхности, а S это ее площадь. Наиболее важную роль поверхностная анизотропия играет в ультратонких пленках с толщиной t_F порядка нескольких монослоев, где намагниченность \mathbf{m} ориентируется в плоскости слоя из-за размагничивающего поля. Поверхность пленки меняет объемную плотность магнитной энергии на величину $K_s m_z^2 t_F^{-1}$, что в случае $K_s < 0$ может привести к ориентации намагниченности перпендикулярно плоскости слоя ($m_z = \pm 1$). Поскольку энергия размагничивания и энергия поверхностной анизотропии по-разному зависят от t_F , существует критическая толщина t_{SRT} пленки, при которой намагниченность меняет свою равновесную ориентацию. В зависимости от величины K_s такой спин-реориентационный переход может происходить при разных $t_{\text{SRT}} \sim 0.1 - 1$ нм. Как правило, исследуют перпендикулярно намагниченные пленки с толщиной $t_F < t_{\text{SRT}}$. Это обусловлено тем, что с такой ориентацией намагниченности пленка не распадается на

домены, и ее можно рассматривать как носитель одного бита информации, содержащего 0 в случае $m_z = -1$, и 1 при $m_z = +1$. Из-за важности таких приложений поверхностную магнитную анизотропию часто называют *перпендикулярной*. Стоит отметить, что коэффициент перпендикулярной анизотропии K_s является индивидуальной характеристикой интерфейса ферромагнетика с другим материалом. Он определяется как из экспериментальных данных [8; 62; 63], так и путем расчетов из первых принципов [19; 64].

Важной особенностью является зависимость величины K_s от электрического поля E_z вблизи поверхности пленки, возникающая в некоторых гетероструктурах “ферромагнитный металл/диэлектрик” [65]. Есть два механизма, объясняющие зависимость $K_s(E_z)$ [66]. Во-первых, поле E_z меняет концентрацию электронов на поверхности из-за экранирования электрического поля в металле. Это приводит к изменению числа электронов, принимающих участие в формировании поверхностной анизотропии [67]. В таком случае, создавая E_z разного знака, можно как усилить, так и ослабить перпендикулярную анизотропию. Во-вторых, орбитали интерфейсных атомов ферромагнетика деформируются под действием электрического поля, что ведет к усилению спин-орбитального взаимодействия и росту величины K_s [62; 68]. Этот эффект заметен только в сильных полях и заключается в увеличении перпендикулярной анизотропии под действием E_z любого знака. В большинстве случаев оказывается достаточным учет лишь линейной зависимости K_s от поля E_z [69]: $K_s = K_s^0 + k_s E_z$, где K_s^0 это константа интерфейсной анизотропии в отсутствие поля, а k_s это ее чувствительность к электрическому полю. Таким образом, в слабых полях роль спин-зависимого экранирования значительно выше, чем деформации электронных орбиталей.

1.2.4 Магнитоупругая энергия

Введение магнитоупругой энергии позволяет описать взаимодействие между спинами и деформациями ферромагнетика, которое проявляется в эффекте магнитострикции. Магнитострикция – это деформация кристалла при его намагничивании. Для описания этого эффекта вводят коэффициенты магнитострикции λ_{100} и λ_{111} . Деформация кристаллической решетки ведет к

изменению взаимного расположения соседних спинов, поэтому появляется избыточная энергия и дополнительная магнитная анизотропия, уменьшить которую можно, изменив направление намагниченности. Представим в виде ряда по компонентам тензора деформации энергию анизотропии кристалла при его деформировании:

$$F_k = F_k^0 + \sum_{i \geq j} \frac{\partial F_k^0}{\partial e_{ij}} e_{ij} + \frac{\partial^2 F_k^0}{\partial^2 e_{ii}} e_{ii}^2 + 2 \frac{\partial^2 F_k^0}{\partial e_i \partial e_j} e_{ij}^2 + \frac{\partial^2 F_k^0}{\partial^2 e_{jj}} e_{jj}^2 + \dots, \quad (10)$$

где F_k^0 – это энергия анизотропии недеформированного кристалла, а e_{ij} – деформации. Если брать в рассмотрение только первый порядок магнито-кристаллической анизотропии и ограничиться первым членом в разложении энергии анизотропии деформированного кристалла, то получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_k}{\partial e_{xx}} &= B_1 m_x^2, \quad \frac{\partial F_k}{\partial e_{yy}} = B_1 m_y^2, \\ \frac{\partial F_k}{\partial e_{zz}} &= B_1 m_z^2, \quad \frac{\partial F_k}{\partial e_{xy}} = B_2 m_x m_y, \\ \frac{\partial F_k}{\partial e_{yz}} &= B_2 m_y m_z, \quad \frac{\partial F_k}{\partial e_{xz}} = B_2 m_x m_z, \end{aligned} \quad (11)$$

где B_1 и B_2 Это табулированные магнитоупругие константы, выражающиеся через коэффициенты магнитоstriction как $B_1 = -1.5\lambda_{100}(c_{11} - c_{12})$ и $B_2 = -3\lambda_{111}c_{44}$, а c_{11} , c_{12} и c_{44} - это упругие коэффициенты, при записи которых использовано правило Фойгта. С помощью B_1 и B_2 можно записать полную энергию деформированного ферромагнетика, состоящую из энергии анизотропии недеформированного кристалла, добавки к этой энергии из-за деформаций кристаллической решетки и из упругой энергии:

$$\begin{aligned} F &= K_1(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) \\ &+ B_1(m_x^2 e_{xx} + m_y^2 e_{yy} + m_z^2 e_{zz}) + B_2(m_x m_y e_{xy} + m_x m_z e_{xz} + m_y m_z e_{yz}) \\ &+ 2c_{11}(e_{xx}^2 + e_{yy}^2 + e_{zz}^2) + 2c_{44}(e_{xy}^2 + e_{xz}^2 + e_{yz}^2) + 2c_{12}(e_{xx} e_{yy} + e_{xx} e_{zz} + e_{yy} e_{zz}). \end{aligned} \quad (12)$$

1.2.5 Обменное взаимодействие между слоями (IEC)

Если две ферромагнитные пленки разделены металлическим или диэлектрическим слоем малой толщины, то между ними существует косвенное

обменное взаимодействие, переносчиком которого являются электроны. Если слой, разделяющий ферромагнетики, металлический, то взаимодействие переносят свободные электроны этого “спейсера”, если же он диэлектрический, то туннелирующие электроны из слоев ферромагнетиков. Существует несколько подходов для описания такого обменного взаимодействия. Например, в модели РККИ (Рудермана-Киттеля-Касуя-Иосиды) магнитные слои описываются как массивы локализованных спинов, обменно взаимодействующих с электронами проводимости металлического спейсера [70–75]. Модель предсказывает осциллирующий в зависимости от толщины спейсера d интеграл обменного взаимодействия J [Рис. 5 (a)]. При некоторых толщинах d взаимодействие ферромагнитное ($J > 0$), а при других d – антиферромагнитное ($J < 0$). Кроме того, абсолютная величина $J \sim d^{-3}$ быстро уменьшается при увеличении толщины спейсера. В первоизданном виде РККИ описывает не поверхностные явления, а обменное взаимодействие ионов в объеме материала посредством электронов проводимости.

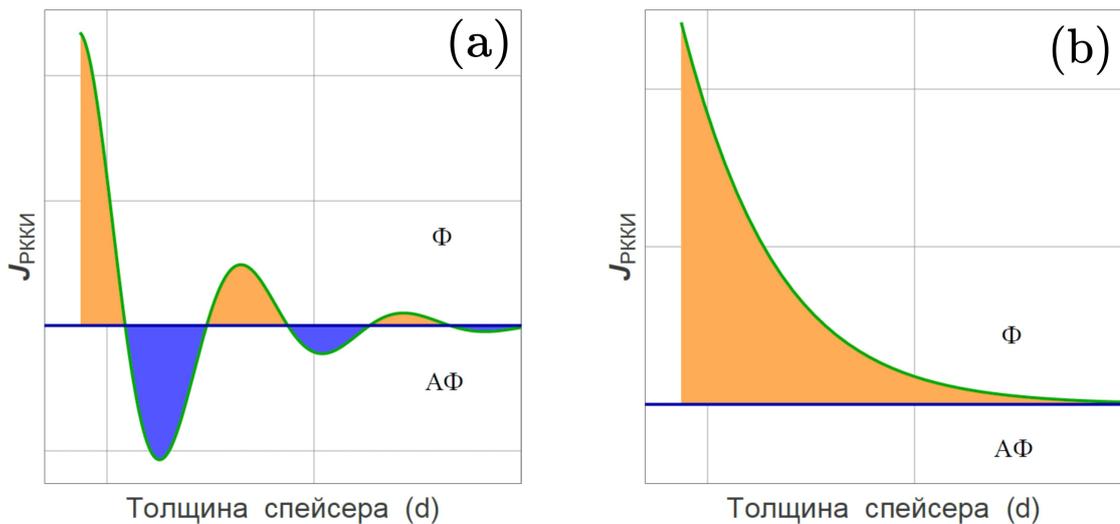


Рисунок 5 — Зависимость интеграла обменного взаимодействия J ферромагнитных слоев, разделенных немагнитным металлом (a) и диэлектриком (b) от толщины немагнитного материала d . При $J > 0$ взаимодействие ферромагнитное (оранжевая область), а при $J < 0$ – антиферромагнитное (синяя область).

Если электроны пребывают в эффективном магнитном поле иона – узла кристаллической решетки со спином \mathbf{S}_1 , то приобретают частичную спиновую поляризацию, соответствующую \mathbf{S}_1 . Рассеяние этих электронов на следующем узле решетки со спином \mathbf{S}_2 вызовет изменение спиновой поляризации электронов, а следовательно, и спина \mathbf{S}_2 узла решетки. Существует приближение свободных электронов, используемое во многих вариантах [76–80]. Например,

анализ волновых функций свободных электронов [78], переносящих угловой момент с одного ферромагнитного слоя на другой, позволяет расширить теорию РККИ на случай, когда ферромагнитные слои и спейсер имеют разные векторы Ферми. Давая тот же результат, что и РККИ, другой механизм предлагает модель квантовой ямы [81; 82], сформированной тонким слоем, разделяющим ферромагнетики. Заселение уровней этой ямы электронами (или дырками) зависит от спина последних, в результате чего меняется плотность состояний в ферромагнетике. По существу, модель квантовой ямы – это приближение сильной связи с потенциалом, разным для разного направления спина. Модель квантовой ямы была успешно применена для вычисления обменного взаимодействия между слоями железа, разделенными золотом и серебром [83]; результаты расчета находятся в хорошем соответствии с экспериментом. Наиболее полная и естественная теория описывает квантовую интерференцию Блоховских волн свободных электронов, отражение которых от интерфейса ферромагнетик/парамагнетик зависит от спина [84]. В рамках этой теории было получено обменное взаимодействие ферромагнитных слоев, разделенных как парамагнитным металлом, так и диэлектриком [85]. Для случая диэлектрического спейсера была получена экспоненциально спадающая кривая [Рис. 5 (b)]. Стоит отметить, что теория также предсказывает смену знака J при сверхтонких (~ 1 атомного слоя) толщинах диэлектрика, что связано с задействованием состояний намного ниже уровня Ферми. Последние теоретические исследования предсказывают возможность управления знаком J посредством приложения напряжения к гетероструктуре ферромагнетик/диэлектрик/нормальный металл/ферромагнетик [86].

Говоря о непрямом (indirect) ИЕС, отдельно выделяют взаимодействие Дзялошинского-Мории (ДМ) [87–89]. Предположим, что слой ферромагнетика имеет общую границу со слоем, в котором есть сильное спин-орбитальное взаимодействие. Тогда узлы кристаллической решетки ферромагнетика вблизи интерфейса могут испытывать обменное взаимодействие не только непосредственно друг с другом, но и через атомы прилегающей структуры. Иными словами, волновые функции ионов i и j в ферромагнетике могут перекрываться слабо, давая малое значение J_{ij} , но они будут сильно перекрываться с волновой функцией атома другого материала с сильным спин-орбитальным взаимодействием (Рис. 6). Энергия взаимодействия ДМ ионов i и j со спинами \mathbf{S}_i и \mathbf{S}_j

дается выражением $\mathbf{D}_{ij} \cdot [\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j]$, где $\mathbf{D}_{ij} = -\mathbf{D}_{ji}$ зависит от особенностей волновой функции и симметрии кристаллической структуры [90].

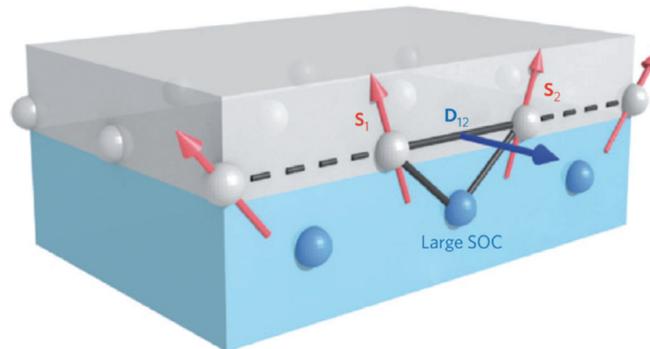


Рисунок 6 — Взаимодействие ДМ узлов решетки ферромагнетика через узел решетки прилегающей структуры. Спины \mathbf{S}_1 и \mathbf{S}_2 в ферромагнетике (серый) взаимодействуют друг с другом через перекрытие их волновых функций с атомом с сильным спин-орбитальным взаимодействием (синий). Это взаимодействие создает дополнительную энергию $\mathbf{D}_{12} \cdot [\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2]$, где \mathbf{D}_{12} лежит в плоскости границы раздела. Рисунок взят из работы [91].

Важно учитывать взаимодействие ДМ, например, когда два ферромагнитных слоя разделены тонким материалом с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Из-за взаимодействия ДМ возможно существование магнитных скирмионов, вначале предсказанных теоретически [92], а позже обнаруженных экспериментально [93]. Такие квазичастицы (характерный размер ~ 10 нм) могут образовываться в различных магнитных наноструктурах [94], представляя собой пространственную конфигурацию намагниченности и имея чисто топологическую природу. Структура своеобразной доменной стенки может быть “ежевой” [Рис. 7 (а)] или “вихревой” [Рис. 7 (b)] в зависимости от природы и знака взаимодействия ДМ [91]. Соответствующие скирмионы носят названия неелевских или блоховских, по названию доменных стенок.

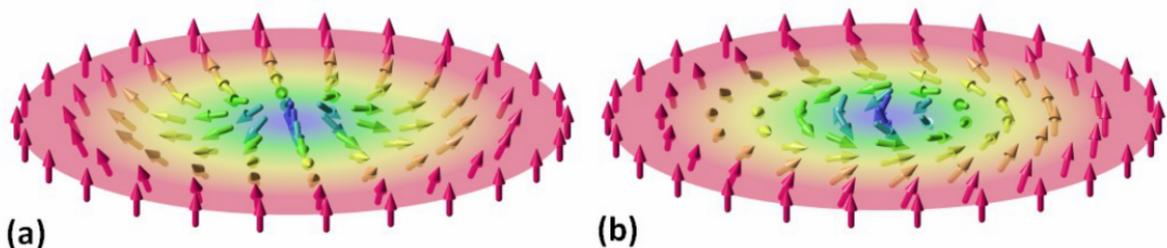


Рисунок 7 — Неелевский (а) и блоховский (b) скирмионы.

1.3 Динамика намагниченности в ферромагнитных гетероструктурах

1.3.1 Электрически индуцированная спиновая динамика

Рассмотренная термодинамическая теория ферромагнетиков позволяет определить равновесную ориентацию намагниченности путем минимизации термодинамического потенциала. На практике наиболее интенсивно исследуется динамика намагниченности под влиянием внешних воздействий. Для полного понимания магнитной динамики в кристаллах с размерами больше характерной длины обменного взаимодействия (4-8 нм) приближения макроспина недостаточно [95], и необходимо учитывать неоднородность намагниченности. При описании же сверхтонких пленок приближение макроспина выполняется с хорошей точностью. Для описания эволюции намагниченности во времени общепринято решать феноменологическое уравнение Ландау-Лифшица (ЛЛ) [96; 97]:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}], \quad (13)$$

в котором $\gamma = \frac{-e}{2mc} > 0$ – гиромагнитное отношение электрона, $\mu_0 = 1.26 \times 10^{-6}$ Гн м⁻¹ – магнитная проницаемость вакуума, а \mathbf{H}_{eff} это эффективное поле в ферромагнетике, определяемое частной функциональной производной потенциала F по намагниченности:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\partial F}{\partial \mathbf{m}}. \quad (14)$$

Важно отметить, что, несмотря на простой вид уравнения ЛЛ (13), очень редко удается получить его аналитическое решение по причине сложности входящей в него плотности свободной энергии F . Основная задача при построении модели – правильным образом сконструировать потенциал F , так как, если не учесть играющий важную роль эффект, то модель не будет описывать действительность, а если учесть много несущественных эффектов, то модель окажется неоправданно сложной.

Позднее было предложено ввести дополнительный член в уравнение (13), отвечающий релаксации намагниченности [98]. Дополненное этим членом уравнение называется уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ):

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma\mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t}, \quad (15)$$

в котором α – безразмерный параметр затухания. Действительно, уравнение (13) не отвечает релаксации намагниченности к равновесному значению. Если в какой-то момент времени система была выведена из равновесия, то решение (13) дало бы незатухающие колебания намагниченности, что противоречит реальности. Решение (15) дает затухающую к равновесному положению осцилляцию намагниченности. Если, например, система находится в сильном внешнем поле \mathbf{H} , то можно считать направление эффективного поля \mathbf{H}_{eff} не зависящим от ориентации намагниченности. Релаксация вектора \mathbf{m} к эффективному полю в этом случае представляет собой затухающую прецессию [Рис. 8 (b)]. Заметим, что, поскольку вектор \mathbf{m} единичный, $\dot{\mathbf{m}}$ в любой момент времени перпендикулярно \mathbf{m} , тогда уравнение (13) можно элементарными преобразованиями свести к виду:

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma\mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \alpha\gamma\mu_0 \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}). \quad (16)$$

Первый член в уравнении отвечает прецессии намагниченности вокруг эффективного поля, а второй – затуханию прецессии к эффективному полю [Рис. 8 (a)].

Принято считать, что причина затухания Гильберта заключается в спин-орбитальном взаимодействии. Из-за него происходит рассеяние электронов с переворотом их спина, что ведет к передаче углового момента и энергии от осциллирующего спина к кристаллической решетке. Выражение для α получается с использованием оператора спин-орбитального момента в модели корреляционного момента [99; 100]. Существуют другие подходы к определению связи между параметром α и спин-орбитальным взаимодействием: прямой расчет момента, создаваемого релаксацией спина [101] или определение спектра спиновых волн из поперечной магнитной восприимчивости, рассчитанной численно в рамках приближения случайной фазы [102; 103]. Другой эффект, вносящий вклад в затухание Гильберта – это двухмагнонное рассеяние [104–106]. Оно заключается в преобразовании однородной прецессии намагниченности в пару магнонов с ненулевыми волновыми векторами. Эффект стоит учитывать в том случае,

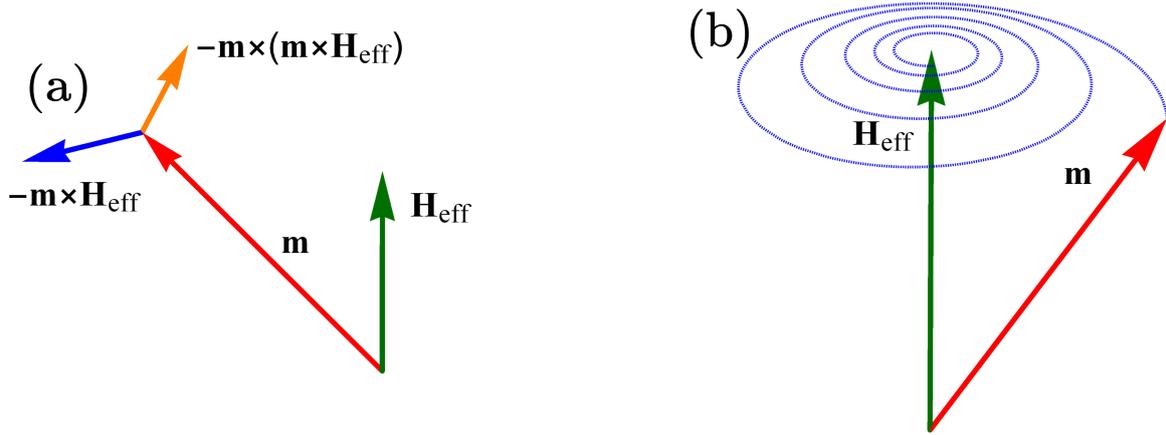


Рисунок 8 — Схематичное изображение эффективного поля, намагниченности и двух членов в уравнении ЛЛГ (а), затухающая прецессия вектора намагниченности вокруг эффективного поля (b).

если структурные дефекты в ферромагнетике нарушают его трансляционную симметрию. В роли таких дефектов может, например, выступать шероховатая поверхность пленки. К эффектам, влияющим на затухание Гильберта, можно также отнести вихревые токи, имеющие место в проводящих материалах [107]. Экспериментально параметр α определяется из ширины линии ферромагнитного резонанса.

Исторически первым фактором, эффективно управляющим динамикой намагниченности, считался создаваемый спин-поляризованным током вращающий момент STT. STT возникает в ферромагнетике, если спиновая поляризация втекающего в него электрического тока неколлинеарна намагниченности ферромагнетика. Например, это возможно при фильтрации спинового тока, созданного пленкой одного ферромагнетика, другим ферромагнетиком, намагниченность которого не параллельна намагниченности первого. В таком случае происходит релаксация спинов носителей тока, сопровождающаяся поворотом намагниченности. Наиболее полная теория этого явления была создана на основе анализа обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями, разделенными диэлектриком [2]. Понять причину возникновения углового момента можно, представив простую картину (Рис. 9) [108]. Волновая функция электрона со спином \mathbf{S} , направленным под углом θ относительно оси \mathbf{z} , взаимодействует с ферромагнитным слоем, намагниченность которого параллельна

оси \mathbf{z} . Часть волны отражается, а часть проходит через ферромагнетик. При этом коэффициенты пропускания t и отражения r различны для разных направлений спина: для спина “вверх” соответствующие коэффициенты $(r_{\uparrow}, t_{\uparrow})$, для спина “вниз” – $(r_{\downarrow}, t_{\downarrow})$. Падающая на ферромагнитный слой волновая функ-

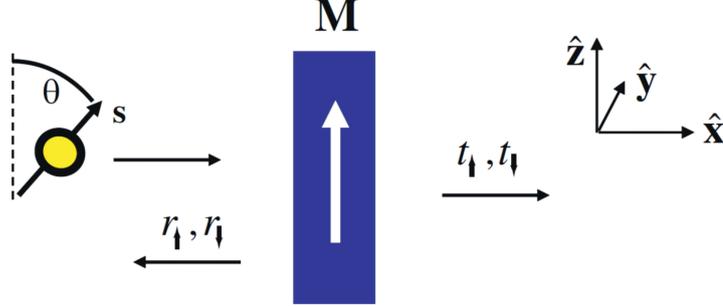


Рисунок 9 — Электронный ток со спином, направленным под углом θ к оси \mathbf{z} , фильтруется слоем ферромагнетика с намагниченностью, параллельной оси \mathbf{z} . Матрица рассеяния, определяемая коэффициентами отражения и пропускания, различна для электронов с разными спинами. Рисунок взят из работы [108].

ция записывается как сумма плоских волн вероятности обнаружить электрон со спином вдоль оси \mathbf{z} или против нее:

$$\psi_{\text{in}} = \frac{e^{ikx}}{\sqrt{\Omega}} \left(\cos \frac{\theta}{2} |\uparrow\rangle + \sin \frac{\theta}{2} |\downarrow\rangle \right). \quad (17)$$

Здесь k – волновое число, x – линейная координата, а Ω – единичный объем. Отраженная и пропущенная волны выражаются через коэффициенты отражения и пропускания:

$$\begin{cases} \psi_{\text{trans}} = \frac{e^{ikx}}{\sqrt{\Omega}} \left(t_{\uparrow} \cos \frac{\theta}{2} |\uparrow\rangle + t_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} |\downarrow\rangle \right), \\ \psi_{\text{refl}} = \frac{e^{-ikx}}{\sqrt{\Omega}} \left(r_{\uparrow} \cos \frac{\theta}{2} |\uparrow\rangle + r_{\downarrow} \sin \frac{\theta}{2} |\downarrow\rangle \right) \end{cases} \quad (18)$$

Воспользовавшись выражением для спинового тока:

$$\mathbf{Q} = \frac{\hbar^2}{2m} \text{Im}(\psi^* \boldsymbol{\sigma} \otimes \nabla \psi), \quad (19)$$

аналогичным хорошо известному выражению для потока вероятности $\mathbf{P} = \frac{\hbar}{m} \text{Im}(\psi^* \nabla \psi)$, приходим к выражениям для падающего, отраженного и прошедшего ферромагнетиком спиновых токов:

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}_{\text{in}} &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} [\sin \theta \mathbf{x} + \cos \theta \mathbf{z}], \\ \mathbf{Q}_{\text{trans}} &= \frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta [\text{Re}(t_{\uparrow} t_{\downarrow}^*) \mathbf{x} + \text{Im}(t_{\uparrow} t_{\downarrow}^*) \mathbf{y}], \\ \mathbf{Q}_{\text{refl}} &= -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} \sin \theta [\text{Re}(r_{\uparrow} r_{\downarrow}^*) \mathbf{x} + \text{Im}(r_{\uparrow} r_{\downarrow}^*) \mathbf{y}], \\ &\quad -\frac{\hbar^2 k}{2m\Omega} [|r_{\uparrow}|^2 \cos \frac{\theta^2}{2} - |r_{\downarrow}|^2 \sin \frac{\theta^2}{2}] \mathbf{z}. \end{aligned} \quad (20)$$

Проанализировав уравнения (20), легко прийти к выводу, что сумма отраженного и проходящего спинового тока отличается от падающего:

$$\mathbf{Q}_{\text{in}} \neq \mathbf{Q}_{\text{trans}} + \mathbf{Q}_{\text{refl}}. \quad (21)$$

Это значит, что часть спинового тока поглощается ферромагнетиком, что приводит к возникновению в нем вращающего момента. Последний равен спиновому току, поглощенному площадью A ферромагнетика:

$$\begin{aligned} \mathbf{N}_{\text{st}} &= A(\mathbf{Q}_{\text{in}} + \mathbf{Q}_{\text{refl}} - \mathbf{Q}_{\text{trans}}) \\ &= \frac{A \hbar^2 k}{\Omega 2m} \sin \theta [1 - \text{Re}(t_{\uparrow} t_{\downarrow}^* + r_{\uparrow} r_{\downarrow}^*)] \mathbf{x} - \frac{A \hbar^2 k}{\Omega 2m} \sin \theta \text{Im}(t_{\uparrow} t_{\downarrow}^* + r_{\uparrow} r_{\downarrow}^*) \mathbf{y}. \end{aligned} \quad (22)$$

Чтобы учесть влияние спин-поляризованного тока, в уравнение ЛЛГ вводят дополнительный член, зависящий от взаимной ориентации намагниченностей слоев и плотности тока. Дополненное этим членом уравнение ЛЛГ называется уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта-Слончевского:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \frac{\tau_{\text{STT}}(J)}{M_s} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{m}_{\text{pin}}). \quad (23)$$

Здесь \mathbf{m}_{pin} – единичный вектор в направлении намагниченности опорного слоя, $\tau_{\text{STT}}(J)$ – спин-угловой момент, зависящий от плотности зарядового тока J , переносящего спин через диэлектрический барьер. В уравнении (23) второй член отвечает за диссипацию энергии, а третий – за ее накачку в систему при протекании спин-поляризованного тока. Существует также слагаемое $\sim \mathbf{m} \times \mathbf{m}_{\text{pin}}$, однако в большинстве случаев им можно пренебречь ввиду его малости. Наблюдается несколько возможных вариантов динамики намагниченности при

пропускании постоянного спин-поляризованного тока через ферромагнитную пленку. В случае, когда средняя рассеиваемая мощность превышает мощность, подводимую к системе, имеет место затухающая прецессия [Рис. 10 (а)]. Если, наоборот, подводимая мощность превысит диссипацию, то произойдет переключение намагниченности в новое состояние, в котором спин-поляризованный ток уже не будет передавать такую большую мощность в систему [Рис. 10 (с)]. Иногда реализуется ситуация, когда подводимая к системе мощность равна рассеиваемой, тогда имеет место стабильная прецессия намагниченности [41] [Рис. 10 (b)]. В таком случае говорят о полной компенсации магнитного затухания из-за наличия эффективного отрицательного затухания, отражающего влияние спин-поляризованного тока. То, какой из приведенных случаев реализуется, зависит от материалов, величины спин-поляризованного тока и геометрии образца.

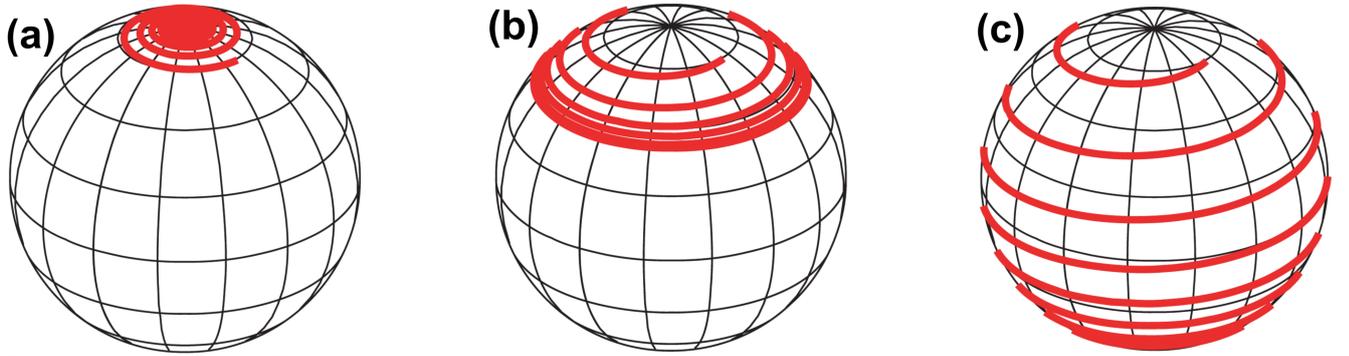


Рисунок 10 — Траектории конца вектора намагниченности при затухающей прецессии (а), стабильной прецессии (b), переключении намагниченности (с). Рисунок взят из работы [108].

Существует несколько методов расчета спин-перенесенного вращающего момента в туннельных контактах [109]. Наиболее часто используется подход, использующий квазиклассическое приближение [110]. Фактор τ_{STT} , входящий в выражение (23), дается выражением:

$$\tau_{\text{STT}}(J) = \frac{\gamma \hbar J}{2e t_f} \frac{\eta}{1 + \eta^2 \cos \psi}, \quad (24)$$

где J – плотность электронного тока, \hbar это постоянная Планка, η это параметр асимметрии контакта, характеризующий спиновую поляризацию электронного тока, а ψ – угол между направлениями намагниченности разделенных диэлектриком ферромагнитных слоев. Параметр асимметрии определяется выражением $\eta = \sqrt{(G_P - G_{AP}) / (G_P + G_{AP})}$, где G_P и G_{AP} – удельные проводимости контакта при параллельной и антипараллельной ориентации намагниченностей

соответственно. Значение η часто близко к величине спиновой поляризации $P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}$, где N_{\uparrow} это концентрация электронов на уровне Ферми со спином в направлении намагниченности слоя, а N_{\downarrow} – против намагниченности. Выражение (24) наиболее часто используется в работах для расчета спин-углового момента [111–113]. На практике к контакту прикладывается переменный ток. Он проходит через опорный слой ферромагнетика с фиксированной намагниченностью, приобретая спиновую поляризацию. Спин-поляризованный ток, туннелируя через сверхтонкий диэлектрик, фильтруется свободным слоем, в котором намагниченность меняется во времени. Туннельный контакт обладает конечным сопротивлением, которое из-за эффекта TMR зависит от взаимной ориентации намагниченностей опорного и свободного слоя. Поскольку намагниченность свободного слоя при приложении периодического STT начинает колебаться, колеблется и сопротивление контакта. В результате пропускания синусоидального тока через контакт с осциллирующим сопротивлением на нем генерируется постоянное напряжение V_{dc} [114; 115], потому что между током и сопротивлением существует разность фаз. Зависимость V_{dc} от частоты прикладываемого тока f имеет резонансный характер [Рис. 11 (b)] и хорошо аппроксимируется суммой симметричного и антисимметричного лоренциана [113]:

$$V_{dc} = \frac{V_s}{1 + \frac{(f-f_0)^2}{\sigma^2}} + \frac{V_a \frac{f-f_0}{\sigma}}{1 + \frac{(f-f_0)^2}{\sigma^2}}, \quad (25)$$

где V_s и V_a – амплитуды симметричного и антисимметричного Лоренциана соответственно, f_0 – резонансная частота, а σ – полуширина Лоренциана на полувысоте. Важно, что динамика намагниченности в свободном слое вызвана не только протеканием спин-поляризованного тока, но и колебаниями электрочувствительной поверхностной анизотропии. Симметричный Лоренциан [Рис. 11 (a)] обусловлен влиянием STT, антисимметричный [Рис. 11 (b)] отвечает электрочувствительной анизотропии.

На практике стремятся увеличить V_{dc} , для чего используются разные эффекты. Например, теоретически была продемонстрирована возможность синхронизации внешним сигналом осцилляций намагниченности в МТК [112]. Для создания осциллятора через контакт пропускался постоянный ток, величина которого соответствовала стабильной самостоятельной прецессии намагниченности. К постоянному току добавлялся малый переменный ток. Понятно, что при большом отличии в частотах собственной прецессии и переменного тока

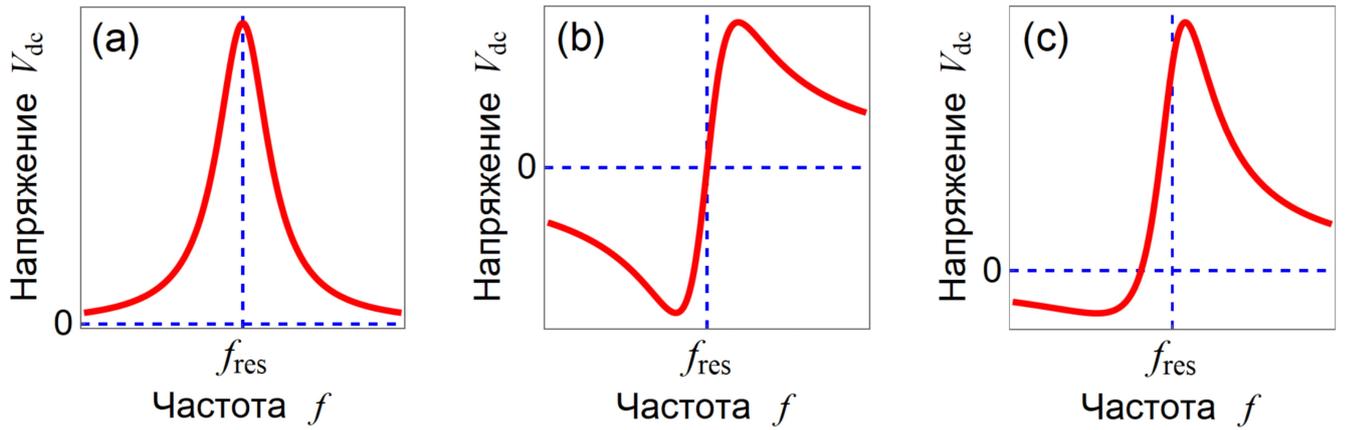


Рисунок 11 — Характерные частотные зависимости постоянного напряжения на контакте от частоты прикладываемого тока: (a) – симметричный Лоренциан, обусловленный влиянием STT, (b) – антисимметричный Лоренциан, отвечающий электрочувствительной поверхностной анизотропии, (c) – результирующий Лоренциан, отражающий совместное действие спин-поляризованного тока и контролируемой напряжением поверхностной анизотропии.

картина мало отличалась от случая отсутствия переменного тока, так как его величина ничтожно мала. Колебания намагниченности при этом были на частоте самостоятельной прецессии под действием постоянного тока. Однако при достаточной близости частоты переменного тока к частоте самостоятельной прецессии происходила синхронизация этих колебаний: частота прецессии в точности становилась равной частоте переменного тока, а V_{dc} достигала огромной величины 75.4 мВ (при типичных значениях ~ 10 мкВ).

Существует ряд работ, посвященных изучению электрочувствительной поверхностной анизотропии. В случае большого сопротивления контакта можно пренебречь STT по причине малости плотности тока J . Тогда возможно аналитическое решение уравнения (23) при малых осцилляциях намагниченности, продемонстрированное в работе [116], где теоретически исследовалась динамика намагниченности в туннельном магнитном контакте [Рис. 12 (a)]. Уравнение ЛЛГ было записано в сферической системе координат, в которой направление намагниченности задается двумя углами: θ и φ [Рис. 12 (a)]. Прикладываемое к контакту синусоидальное напряжение малой амплитуды, меняя поле поверхностной анизотропии, вызывает прецессию намагниченности в ферромагнитной пленке. Эффективное поле может быть разложено в ряд по амплитудам колебания углов θ и φ вблизи нуля с точностью до квадратичного члена. Такая

линеаризация уравнения ЛЛГ дает простое аналитическое решение в виде амплитуд колебаний углов θ и φ . Частотная зависимость амплитуд $\delta\theta$ и $\delta\varphi$ [Рис. 12 (b)] имеет резонансный характер. Полученный результат можно назвать ферромагнитным резонансом, однако вместо внешнего магнитного поля используется управляемое напряжением поле интерфейсной анизотропии.

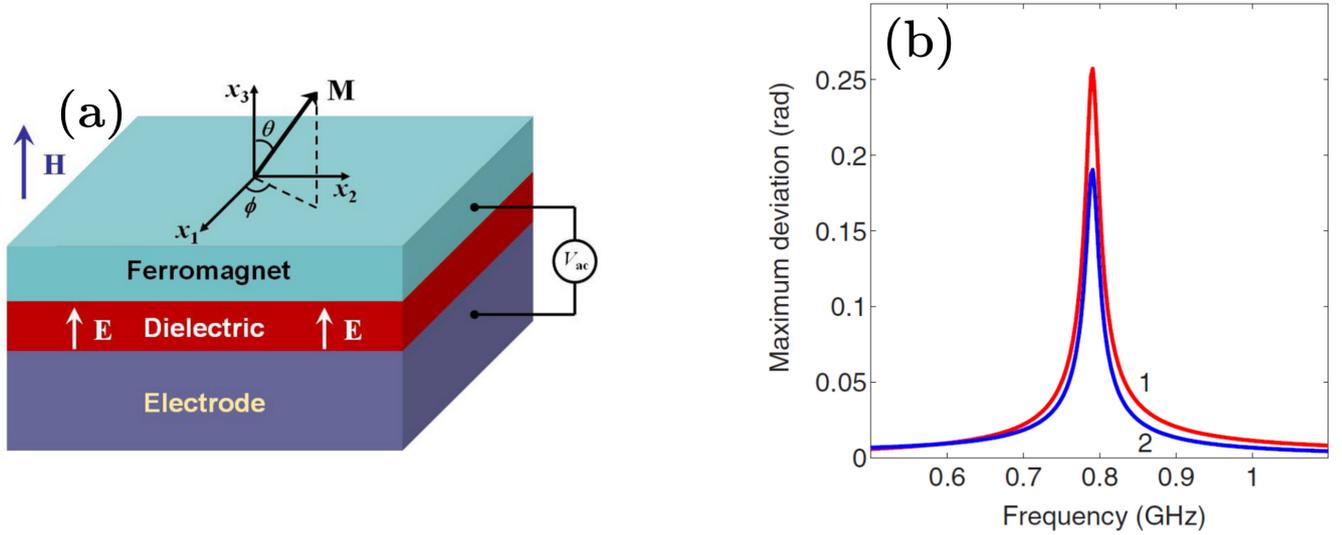


Рисунок 12 — Магнитный туннельный контакт (a), состоящий из немагнитного электрода, диэлектрика и тонкой ферромагнитной пленки. К контакту приложено внешнее поле H_z , намагниченность пленки в равновесии ориентирована под углами θ и φ . Прикладываемое к контакту малое синусоидальное напряжение V_{ac} заставляет намагниченность прецессировать около этого направления. Резонансные АЧХ (b) углов φ (1) и θ (2). Рисунок приведен из [116].

Управляемая электрическим полем интерфейсная анизотропия используется для переключения намагниченности, что особенно важно для работы MRAM. Предполагается, что, пропуская ток через магнитный контакт и сообщая спин-угловой момент от опорного слоя свободному (подробно обсуждается ниже), можно переключать намагниченность свободного слоя. Зачастую величины критических токов для переключения очень высоки, что делает работу такого устройства энергетически малоэффективной. Теоретически показано, что прикладываемое к магнитному контакту напряжение может уменьшить критический ток переключения до 10^4 А см⁻² (~ 0.3 нА) [111]. Такой эффект достигается за счет того, что толщина свободного слоя в магнитном контакте близка к критической t_{SRT} , при которой поверхностная анизотропия разворачивает намагниченность перпендикулярно плоскости пленки.

Большой интерес вызывает стабильная прецессия намагниченности в свободном слое, которая лежит в основе работы спинового инжектора. Если к ферромагнитному слою с прецессирующей намагниченностью прилегает слой немагнитного металла или полупроводника, то возникает эффект спиновой накачки: из ферромагнетика спин переносится в немагнитный материал, причем в рамках рассматриваемого явления спиновый ток не сопровождается переносом заряда. Описание явления спиновой накачки основано на использовании зависимости матрицы рассеяния на границе ферромагнетик/немагнитный материал от направления намагниченности в ферромагнетике. Электроны нормального металла или полупроводника рассеиваются от границы раздела ферромагнетик/немагнитный материал по-разному в зависимости от направления их спина. В результате, если намагниченность ферромагнетика не меняется во времени, то волновые функции рассеянных электронов интерферируют, образуя пространственные осцилляции спиновой поляризации, аналогичные осцилляциям Фриделя в электростатике. Если намагниченность в ферромагнетике прецессирует, то происходит утечка спина из ферромагнетика в нормальный металл. Спиновый ток выражается через матрицу проводимости спинового смешения $g_{\uparrow,\downarrow}$ [42; 43]:

$$J_s = \frac{\hbar\omega \sin^2 \theta}{4\pi} \text{Re}[g_{\uparrow,\downarrow}^r], \quad (26)$$

где ω – частота прецессии, а θ – ее телесный угол. Ферромагнетик, выпуская спиновый ток, теряет магнитный момент, играя роль спинового “насоса”. Существует приближение, в рамках которого можно пренебречь накоплением спина в объеме нормального металла или полупроводника. Оно справедливо, когда безразмерная проводимость границы раздела ферромагнетик/немагнитный материал меньше величины $\frac{\hbar}{\tau_{sf}\delta}$ [42], где τ_{sf} это характерное время релаксации спина в нормальном металле, а δ это расстояние между энергетическими уровнями на энергии Ферми в пленке нормального металла с толщиной, наименьшей из геометрической толщины немагнитного материала и длины диффузии спина в нем. Тогда говорят, что нормальный металл является идеальным поглотителем спина. В этом случае спиновая накачка сопровождается большим дополнительным затуханием прецессии намагниченности, поэтому параметр α значительно больше при наличии спинового тока из ферромагнетика [42]. Однако расчеты показывают, что в случае, когда спин не успевает полностью

релаксировать в объеме нормального металла и накапливается в нем, увеличение α может быть не таким сильным, потому что накопленный в немагнитном материале спин ослабляет спиновую накачку [117] (Рис. 13). Это объясняется обратным диффузионным потоком накопленного спина в ферромагнетик. Спин, диффундируя назад в ферромагнетик, уменьшает добавку к параметру α , вызванную спиновой накачкой, вносит поправку в гиромагнитное отношение и служит источником дополнительного эффективного поля [117]. Касательно спиновой релаксации в металлах и полупроводниках выделяют четыре основных механизма, каждый из которых вносит свой вклад в величину τ_{sf}^{-1} . Например, в узкозонных полупроводниках с сильным спин-орбитальным взаимодействием большую роль играет механизм Эллиотта-Яфета [118; 119]. Если в материале отсутствует центр симметрии, то возникающие в этом случае эффективные поля приводят к спиновой релаксации Дьяконова-Переля [120]. В сильно легированных p-полупроводниках происходит релаксация Бира-Аронова-Пикуса [121]. Кроме того, носители заряда могут терять свою спиновую поляризацию из-за обменного взаимодействия с локализованными у квантовых ям или примесных состояний электронов. Физика спиновой релаксации богата интересными эффектами [122; 123], отдельное место среди которых занимает электрон-электронное взаимодействие [124; 125], подавляющее механизм Дьяконова-Переля в полупроводниках.

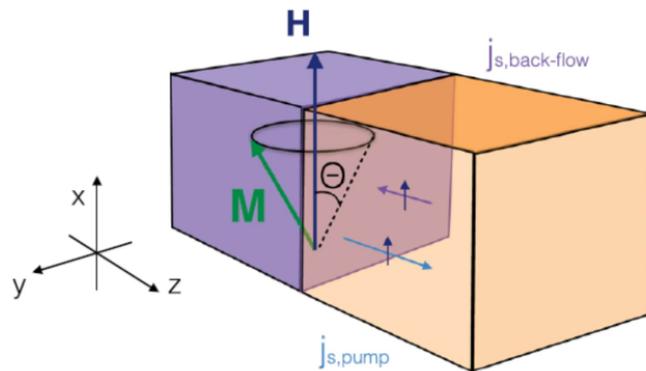


Рисунок 13 — Спиновый ток накачки из ферромагнетика (синий) ослабляется диффузионным током накопленного в немагнитном металле (оранжевый) спина. Рисунок приведен из [126].

Экспериментальное обнаружение эффекта спиновой накачки стало возможным через обратный спиновый эффект Холла (ISHE), заключающийся в индуцировании спиновым током зарядового. Природа как прямого, так и

обратного спинового эффекта Холла заключается в спин-орбитальном взаимодействии, а именно, в рассеянии Мотта [127; 128]. Приведем простые феноменологические рассуждения, описывающие оба эффекта [129]. Запишем общие выражения для зарядового (первое) и спинового (второе) потока, пока никак не связанные между собой и определяемые двумя механизмами: дрейфом и диффузией

$$\begin{cases} q_i^{(0)} = -\mu n E_i - D \frac{\partial n}{\partial x_i}, \\ q_{ij}^{(0)} = -\mu n E_i P_j - D \frac{\partial P_j}{\partial x_i}, \end{cases} \quad (27)$$

где μ – подвижность носителей заряда, E – электрическое поле, n – концентрация носителей заряда, а P – спиновая поляризация носителей заряда. Первый член в выражении для спинового потока отвечает дрейфу спин-поляризованных носителей заряда, а второй описывает диффузию спина. В дальнейшем будем полагать, что кристалл обладает симметрией инверсии. Тогда из-за спин-орбитального взаимодействия выражения (27) оказываются связанными друг с другом через единичный антисимметричный тензор ε_{ijk} :

$$\begin{cases} q_i = q_i^{(0)} + \gamma \varepsilon_{ijk} q_{jk}^{(0)}, \\ q_{ij} = q_{ij}^{(0)} - \gamma \varepsilon_{ijk} q_k^{(0)}, \end{cases} \quad (28)$$

где γ – малый безразмерный параметр, характеризующий силу обменного взаимодействия, а $\varepsilon_{xyz} = \varepsilon_{zxy} = \varepsilon_{yzx} = -\varepsilon_{yxz} = -\varepsilon_{zyx} = -\varepsilon_{xzy} = 1$. Внеся в (27) поправки в потоки заряда и спина без учета спин-орбитального взаимодействия, мы получили истинные потоки с его учетом. Сделав замену $\beta = \gamma\mu$, $\delta = \gamma D$, получаем окончательно для зарядового и спинового тока:

$$\begin{cases} \mathbf{J}/e = \mu n \mathbf{E} + D \nabla n + \beta [\mathbf{E} \times \mathbf{P}] + \delta [\nabla \times \mathbf{P}], \\ q_{ij} = -\mu E_i P_j - D \frac{\partial P_j}{\partial x_i} + \varepsilon_{ijk} \left(\beta n E_k + \delta \frac{\partial n}{\partial x_k} \right). \end{cases} \quad (29)$$

Систему (29) дополняют уравнением непрерывности для вектора спиновой поляризации:

$$\frac{\partial P_j}{\partial t} + \frac{\partial q_{ij}}{\partial x_i} + \frac{P_j}{\tau_{sf}} = 0, \quad (30)$$

где τ_{sf} – время спиновой релаксации. Член $\beta[\mathbf{E} \times \mathbf{P}]$, входящий в плотность зарядового тока (29), ответственен за аномальный эффект Холла. Несмотря на то, что его действие аналогично действию обычного эффекта Холла, его природа не в силе Лоренца, а в спин-орбитальном взаимодействии. Член $\varepsilon_{ijk}(\beta n E_k + \delta \frac{\partial n}{\partial x_k})$, вносящий вклад в спиновый ток (29), отражает спиновый эффект Холла: дрейфовый и диффузионный зарядовые токи генерируют спиновый. Слагаемое $\delta[\nabla \times \mathbf{P}]$ в (29) описывает обратный спиновый эффект Холла: ротор вектора спиновой поляризации порождает зарядовый ток. Только что рассмотренные эффекты будут иметь место и в кристаллах без симметрии инверсии, но в этом случае необходимо учесть другие эффекты, обсуждение которых здесь опущено.

Стоит отметить, что даже при сильном спин-орбитальном взаимодействии спиновый эффект Холла не может привести к накоплению существенной спиновой поляризации на гранях материала при протекании через него электрического тока при комнатной температуре. Тем не менее, в случае сверхнизких температур теория предсказывает значительный рост спиновой поляризации вплоть до $s \sim 0.01$ [130], что без труда может быть измерено экспериментально. Кроме того, спиновый эффект Холла может быть использован для возбуждения и контроля магнитной динамики даже при комнатной температуре. Если через слой материала с сильным спин-орбитальным взаимодействием протекает электрический ток, то из-за спинового эффекта Холла в нем генерируется поперечный чисто спиновый ток. Приведение в контакт с таким материалом ферромагнетика приводит к втеканию сгенерированного спинового тока в ферромагнетик, где происходит релаксация спиновой аккумуляции с порождением вращающего момента, получившего название спин-орбитальный вращающий момент или SOT (spin-orbit torque). Материалом с сильным спин-орбитальным взаимодействием может служить тяжелый металл (W, Pt, Au, Ta) или проводящие поверхностные состояния топологического изолятора (BiSe). В случае ультратонких ферромагнитных пленок, толщина t_F которых меньше длины обменного взаимодействия, SOT записывается как [131]

$$\mathbf{T} = \frac{\gamma \hbar |J|}{2e M_s t_F} [\xi_{\text{FL}} \mathbf{m} \times \mathbf{s} + \xi_{\text{DL}} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{s})], \quad (31)$$

где $|J|$ – величина плотности электрического тока в немагнитном материале, \mathbf{s} – единичный вектор в направлении втекающего в ферромагнетик спина, а

коэффициенты $\xi_{\text{FL(DL)}}$ индивидуальны для каждого интерфейса. В приближении диффузии и дрейфа в выражения для $\xi_{\text{FL(DL)}}$ входят спиновый угол Холла α_{SH} немагнитного материала, его толщина в направлении нормали к интерфейсу, спин-диффузионная длина, температура, а также спиновая проводимость интерфейса с ферромагнетиком [131]. С помощью SOT генерируются спиновые волны в ферромагнитных гетероструктурах [5; 6], осуществляется сверхбыстрое переключение намагниченности в магниторезистивных ячейках памяти [132; 133], а также контроль доменных стенок [134; 135] и скирмионов [136; 137]. Устройства, в которых возбуждается спин-орбитальный вращающий момент, особенно привлекательны для приложений магноники, поскольку с помощью SOT возможно увеличение дальности распространения спиновых волн [138–142] за счет уменьшения эффективного магнитного затухания [4].

1.3.2 Спиновые волны, доменные стенки и солитоны

Спинтроника решает не только задачу контроля магнитных состояний, но также передачи информации в виде магнитных возмущений. Один из уже рассмотренных способов распространения спина в пространстве это диффузия неравновесной спиновой аккумуляции в немагнитных металлах и полупроводниках, фактически описываемая уравнением (30). Одним из главных недостатков такого метода является сильный спад спинового сигнала с удалением от источника спинового тока, что не позволяет передавать магнитный момент на значительные расстояния. Другой способ передачи магнитного момента заключается в создании спиновой волны в ферромагнетике.

В возможности существования спиновых волн можно убедиться при рассмотрении одномерной цепочки спинов, гамильтониан которых состоит из энергии обменного взаимодействия в модели Гейзенберга и энергии взаимодействия с постоянным магнитным полем [143]. В таком случае дисперсионное соотношение спиновой волны записывается как

$$\omega(k) = \omega_0 + \frac{\gamma A_{\text{ex}}}{M_s} k^2, \quad (32)$$

где k это волновое число, а частота ферромагнитного резонанса $\omega_0 = \gamma\mu_0 H$ зависит от поля H и соответствует однородной прецессии намагниченности с $k = 0$. Из уравнения (32) видно, что не существует спиновых волн с частотой ниже ω_0 , из-за чего последняя получила название “частота отсечки”. В зависимости от равновесной ориентации намагниченности, направления распространения волны и ее поляризации можно получить разные дисперсионные соотношения [144]. Интересным примером может послужить перпендикулярно намагниченная тонкая пленка ферромагнетика, приведенная в контакт с тяжелым металлом. Интерфейсное взаимодействие Дзялошинского-Мории в таком случае вносит в дисперсионное соотношение поправку, линейную по k [145; 146]:

$$\omega(k) = \omega_1(k) - \frac{2\gamma}{M_s} Dk. \quad (33)$$

Здесь $\omega_1(k)$ это часть дисперсионного соотношения, не зависящая от силы взаимодействия Дзялошинского-Мории D . Уравнение (33) демонстрирует типичный пример невзаимности распространения спиновых волн: смена знака волнового числа k ведет к изменению частоты волны. Поскольку частота отсечки ω_0 зависит от равновесного эффективного поля, есть возможность управления спиновыми волнами путем изменения этой частоты. Одним из примеров такого контроля является каналирование спиновых волн (spin wave channeling), заключающееся в распространении спиновых волн по доменной стенке [147; 148]. Благодаря этому эффекту можно передавать спиновый сигнал в ферромагнетике по заранее заданной траектории, однако ее контроль может быть сопряжен с большими энергетическими потерями, необходимыми для перемещения доменной стенки. В качестве альтернативы используется каналирование спиновых волн в гетероструктурах типа ферромагнетик-диэлектрик с ЭМА, где путем приложения электрического напряжения можно создавать каналы с ослабленной анизотропией, по которым распространяется спиновая волна [149]. При этом контроль ее траектории не сопровождается рассеиванием мощности, поскольку туннельный ток в такой структуре пренебрежимо мал.

Важным направлением в изучении спиновых волн является исследование возможности их усиления. Поскольку в реальных ферромагнетиках всегда есть конечный параметр затухания Гилберта α , амплитуда спиновой волны экспоненциально спадает с расстоянием до источника:

$$\Delta m_i(x) = \Delta m_i(x=0)e^{-x/\lambda(\alpha)}, \quad (34)$$

где $\Delta m_i(x)$ – амплитуда колебаний направляющих косинусов ($i = x, y, z$) намагниченности в волне, а $\lambda(\alpha)$ это длина затухания. Для компенсации магнитного затухания и увеличения дальности распространения спиновых волн используется спин-орбитальный вращающий момент (SOT) [139], который при определенных условиях может действовать как отрицательное затухание в уравнении ЛЛГ [см. выражение (31)]. Однако, из-за вызванных SOT автоколебаний и усиления термического шума, значительную роль начинает играть трехмагнотное рассеяние, и полная компенсация затухания оказывается невозможной [142]. Частичное подавление этого механизма было продемонстрировано в работе [150] за счет уменьшения эллиптичности прецессии. На Рис. 14

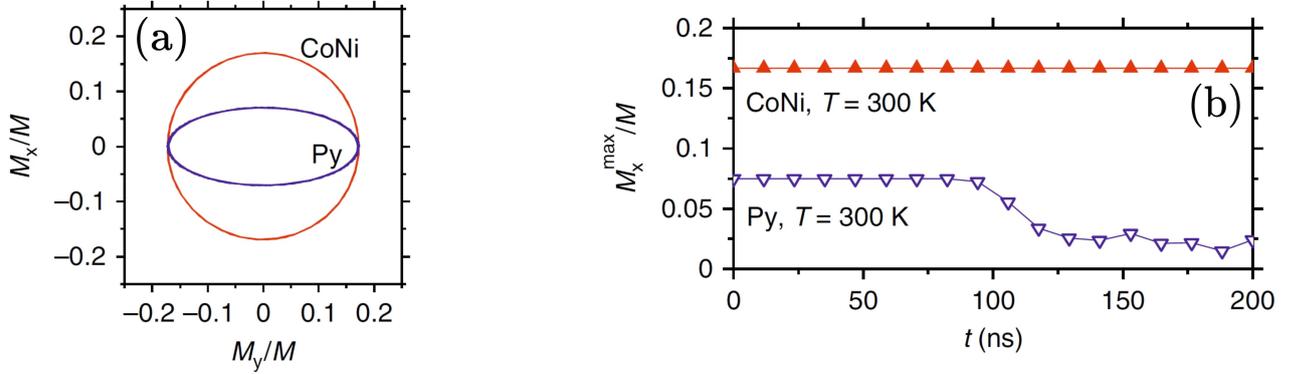


Рисунок 14 — (а) Траектории конца вектора намагниченности в плоскости xy , рассчитанные для пленок CoNi и Py при $T = 0$. (b) Амплитуда прецессии намагниченности в слоях CoNi и Py, построенная как функция времени. Рисунок взят из работы [150].

показаны результаты расчета спиновой динамики в слоях CoNi и Py. Видно, что эллиптичность прецессии намагниченности в пленке CoNi значительно меньше, чем в Py [см. Рис. 14 (а)]. При этом если положить параметр Гилберта равным нулю, то колебания намагниченности в CoNi не обнаруживают нелинейного затухания при комнатной температуре, в отличие от магнитной динамики в слое Py с большой эллиптичностью прецессии [см. Рис. 14 (b)]. Авторы утверждают, что между этими результатами есть причинно-следственная связь, и нелинейное затухание может быть существенно ослаблено путем уменьшения эллиптичности прецессии намагниченности.

Поскольку уравнение неоднородной магнитной динамики сводится к волновому уравнению Шрёдингера [151], для спиновых волн наблюдаются все те

эффекты, которые имеют место при распространении света или эволюции ансамбля квантовых частиц. Например, на границе раздела магнитных сред с разными параметрами магнитной анизотропии происходит преломление спиновых волн [151; 152]. Хорошо известен эффект фокусировки спиновых волн [153; 154], а также их самофокусировки при большой амплитуде прецессии [155]. При проходе магнонов по участкам ферромагнетика с магнитной текстурой у волн появляется дополнительная фаза Берри, что можно наблюдать в результате интерференции спиновых волн [156]. Магнонный газ, существование которого обусловлено термическими флуктуациями, при определенных условиях может превратиться в Бозе-конденсат [157]. Теория предсказывает, что спиновые волны, испускаемые разными спиновыми наноосцилляторами, при определенных условиях обеспечивают их взаимную синхронизацию [158]. Все эти явления, а также многие другие [159], активно исследуются в настоящее время как теоретическими, так и экспериментальными методами.

Еще одним способом распространения спинового сигнала является перемещение доменных стенок (ДС). ДС в ферромагнетиках это топологически защищенные спиновые текстуры, образующиеся в результате поворота намагниченности в пространстве. В зависимости от ориентации намагниченности



Рисунок 15 — Схематическое изображение доменных стенок (а) Блоха и (б) Нёеля. Стрелки показывают направление намагниченности. Рисунок приведен из [160].

внутри ДС выделяют два основных вида ДС: Блоха и Нёеля (см. Рис. 15). Подвижные ДС могут служить в качестве переносчиков информации в памяти типа “race-track” [161; 162] или затворов в логических устройствах [163]. Статичные ДС могут быть использованы в качестве настраиваемых магнонных волноводов [148; 164]. Движение ДС может быть вызвано различными воздействиями, такими как внешнее магнитное поле [165], спин-поляризованный электрический ток [166], чисто спиновый ток [167; 168], а также спиновые волны [169]. На сегодняшний день наиболее интенсивно изучается динамика

ДС в ферромагнитных гетероструктурах, где ДС движутся под действием поляризованного по спину зарядового тока или спин-орбитального вращающего момента, генерируемого на интерфейсе ферромагнетика с тяжелым металлом. Важно, что как подвижность, так и симметрия ДС в таких гетероструктурах в значительной мере определяется влиянием интерфейсов. Например, контакт ферромагнетика и тяжелого металла обычно обладает значительным взаимодействием Дзялошинского-Мории (DMI), которое фиксирует хиральность ДС типа Нёеля [170; 171]. Такие ДС могут быстро перемещаться в перпендикулярно намагниченных структурах тяжелый металл/ферромагнетик под действием спин-орбитального вращающего момента [167; 168]. Кроме того, очень большие скорости ДС могут быть получены приложением внешнего магнитного поля из-за подавления DMI Уокеровского прорыва [172; 173]. Интересно, что приложение управляющего электрического напряжения к структуре Pt/Co/Pd приводит к значительному увеличению скорости ДС, что объясняется увеличением силы интерфейсного DMI [174]. Для уменьшения рассеиваемой мощности при перемещении ДС желательно использовать электрические поля вместо токов или магнитных полей. Такая возможность предоставляется в наноструктурах типа ферромагнетик-диэлектрик с ЭМА, таких как Fe/MgO, CoFeB/MgO, Co/MgO и Co/SrTiO₃, где перпендикулярная анизотропия зависит от электрического поля в диэлектрике [8; 175–177]. Эксперименты продемонстрировали, что ЭМА позволяет управлять скоростью ДС с помощью приложенного к управляющему электроду напряжения [13; 178–181]. Кроме того, теория предсказывает, что градиент перпендикулярной магнитной анизотропии значительно меняет скорость ДС, движущейся в результате действия спин-орбитального вращающего момента в двойном слое Ta/CoFe [134]. На основании результатов микромагнитного моделирования некоторые исследователи утверждают, что движение ДС в структурах типа ферромагнетик-диэлектрик может быть вызвано одним только градиентом перпендикулярной анизотропии достаточной величины [182; 183]. Однако, например, в структуре Ta/CoFe/MgO эксперимент не показал никакого перемещения ДС в градиенте ЭМА [184]. Таким образом, понимание механизмов динамики ДС в таких гетероструктурах пока затруднено, и требуется проведение дополнительных исследований на эту тему.

Частным случаем ДС в перпендикулярно намагниченных ферромагнитных пленках является магнитный капельный солитон (МКС). МКС это

локализованное магнитное возмущение, представляющее из себя замкнутую ДС вместе с ограниченным ей доменом (см. Рис. 16). Ранние теоретические

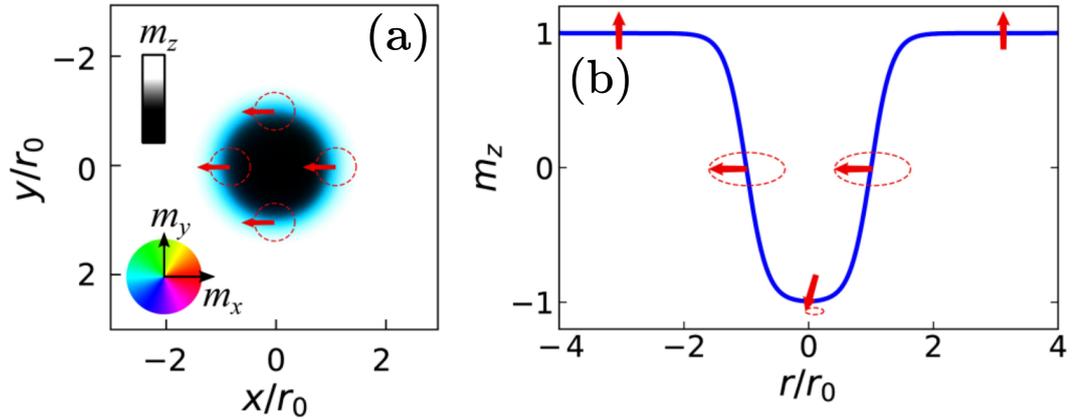


Рисунок 16 — Схематическое изображение МКС. (а) Двумерное распределение намагниченности в пленке ферромагнетика, соответствующее магнитному солитону. (б) Профиль намагниченности внутри солитона. Красными стрелками показано направление намагниченности. Рисунок приведен из [185].

исследования предсказывали возможность существования стабильных МКС в ферромагнитных средах без магнитного затухания [186]. Позднее было проведено детальное теоретическое изучение солитонов в средах с конечным затуханием [187; 188], а также достигнуто экспериментальное наблюдение таких образований в спиновых наноосцилляторах [189; 190] и перемычках перпендикулярно намагниченных структур, использующих в своей работе спиновый эффект Холла [191; 192]. В обоих случаях образование солитона происходит из-за компенсации магнитного затухания, вызванного втеканием в ферромагнетик спинового тока, индуцированного пропусканием спин-поляризованного электрического тока [189; 190] или потоком заряда в прилегающем слое тяжелого металла [191; 192]. В спиновых наноосцилляторах МКС образуется под контактом из-за локализованного в пространстве переворота намагниченности. При этом размер солитона зависит от размера контакта и может значительно его превышать [193] из-за вращающего момента Чанг-Ли, действующего на границу солитона [194; 195]. Динамическая природа капельного солитона обнаруживает себя в большеугловой прецессии намагниченности на его краях, которая может быть “заморожена” уменьшением внешнего магнитного поля [196]. Частота этой прецессии значительно меньше резонансной частоты и практически не зависит от величины спин-поляризованного тока [187; 189]. В то же время, экспериментальные данные показывают ее связь с электрическим полем, приложенным к

спиновым наноосцилляторам, в которых у свободного слоя есть ЭМА, связанная с интерфейсом ферромагнетик-диэлектрик [197].

1.4 Методы моделирования спиновой динамики

1.4.1 Приближение макроспина

В приближении макроспина намагниченность материала \mathbf{M} считается однородной, а действующий на нее вращающий момент рассчитывается путем усреднения по всему объему материала. Такая модель с хорошей точностью описывает спиновые явления в наномагнитах, где из-за малого размера образца обменное взаимодействие превалирует над дипольным, и относительная разность векторов намагниченности в любых двух точках материала незначительна.

Моделирование происходит путем численного решения уравнения магнитной динамики

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha}{M_s} \gamma\mu_0 \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + T_{\text{FL}} \mathbf{M} \times \mathbf{s} + \frac{T_{\text{DL}}}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{s}), \quad (35)$$

где коэффициенты T_{FL} и T_{DL} определяются потоком спина, втекающего в наноманит и ориентированного вдоль единичного вектора \mathbf{s} . Интегрирование уравнения (35) осуществляется с помощью проекционных методов Эйлера или Рунге-Кутты, которые автоматически обеспечивают выполнение условия $d|\mathbf{M}|/dt = 0$.

1.4.2 Микромагнитное моделирование

В основе микромагнитного моделирования лежит модель непрерывной среды, в которой полагается, что все физические величины являются непрерывными функциями координаты. В частности, намагниченность представляет собой не испытывающее разрывов векторное поле $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ в трехмерном пространстве. Чтобы рассчитать стационарное магнитное состояние или динамику намагниченности, объем ферромагнетика условно разбивается на N расчетных ячеек, в пределах каждой из которых намагниченность считается однородной. Таким образом, рассчитывается не непрерывное распределение $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, а конечный набор намагниченностей $\mathbf{M}(\mathbf{r}_i, t)$, расположенных в точках ферромагнетика \mathbf{r}_i ($i = 1, 2, \dots, N$). Для каждой расчетной ячейки решается уравнение магнитной динамики (35). При правильно выбранных размерах ячеек и шаге интегрирования по времени найденное решение $\mathbf{M}(\mathbf{r}_i, t)$ соответствует истинному $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$. Основная задача состоит в том, чтобы найти набор эффективных полей $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}_i, t)$ для решения уравнения (35) в каждой ячейке.

В большинстве случаев эффективное поле можно представить в виде суммы

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_{\text{dip}} + \mathbf{H}_{\text{an}} + \mathbf{H}_{\text{DMI}} + \mathbf{H}_{\text{th}}, \quad (36)$$

где \mathbf{H} – внешнее магнитное поле, \mathbf{H}_{ex} и \mathbf{H}_{dip} описывают обменное и дипольное взаимодействия в ферромагнетике, \mathbf{H}_{an} – поле магнитной анизотропии, \mathbf{H}_{DMI} характеризует взаимодействие Дзялошинского-Мории, а \mathbf{H}_{th} – случайное поле термических флуктуаций. Ниже приведено детальное описание расчета каждого из этих полей.

1.4.2.1 Поле магнитной анизотропии

Поле магнитной анизотропии в ячейке рассчитывается как производная объемной плотности соответствующей энергии по намагниченности данной ячейки $\mathbf{H}_{\text{an}} = -(\mu_0 M_s)^{-1} \partial F_{\text{an}} / \partial \mathbf{m}$. В свою очередь F_{an} определяется суммой

вкладов, актуальных в данной ячейке конкретного материала. Например, в случае кубического ферромагнетика, плотность энергии магнитокристаллической анизотропии равна $F_{\text{cub}} \approx K_1(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2$, где K_1 и K_2 это коэффициенты кубической анизотропии четвертого и шестого порядков соответственно, а $m_{x,y,z}$ это направляющие косинусы намагниченности в данной ячейке в кристаллографической системе координат.

Если расчетная ячейка контактирует с поверхностью ферромагнетика, то для нее необходим учет поверхностной анизотропии. Например, если ячейка с размерами $l_x \times l_y \times l_z$ имеет грани с $z = 0$ и $z = l_z$, не контактирующие с другими ячейками в ферромагнетике, то объемная энергия поверхностной анизотропии равна $E_s \approx (K_s^{z=0} + K_s^{z=l_z}) m_z^2 l_x l_y$. Здесь $K_s^{z=0, l_z}$ это коэффициенты второго порядка, характеризующие анизотропию, связанную с поверхностями ферромагнетика площадью $l_x l_y$ каждая при $z = 0$ и $z = l_z$. Таким образом, объемная плотность этой энергии равна $F_s \approx (K_s^{z=0} + K_s^{z=l_z}) m_z^2 l_z^{-1}$.

1.4.2.2 Поле обменного взаимодействия Гейзенберга

Эффективное поле обменного взаимодействия Гейзенберга в приближении непрерывной среды равно

$$\mathbf{H}_{\text{ex}} = \frac{A_{\text{ex}}}{\mu_0 M_s} \nabla^2 \mathbf{m}, \quad (37)$$

где A_{ex} это индивидуальная для каждого материала константа, характеризующая силу обменного взаимодействия. В микромагнитном моделировании используется схема конечных разностей

$$\nabla^2 \mathbf{m}(\mathbf{r}_i) = \sum_{k=x,y,z} \frac{\mathbf{m}(\mathbf{r}_i + l_k \mathbf{e}_k) - 2\mathbf{m}(\mathbf{r}_i) + \mathbf{m}(\mathbf{r}_i - l_k \mathbf{e}_k)}{l_k^2}, \quad (38)$$

где l_k и \mathbf{e}_k это размер ячейки и орт в направлении $k = x, y, z$. Для применения схемы (38) необходимо задать правильные граничные условия для ячеек, грани которых контактируют с поверхностью ферромагнетика. Исходя из того, что взаимодействия с отсутствующей ячейкой в точке $\mathbf{r}_i \pm l_k \mathbf{e}_k$ нет, ее намагниченность определяется как $\mathbf{m}(\mathbf{r}_i \pm l_k \mathbf{e}_k) = \mathbf{m}(\mathbf{r}_i) \pm \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial k} l_k$, где $\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial k} = \frac{\pm \mathbf{m}(\mathbf{r}_i \pm l_k \mathbf{e}_k) \mp \mathbf{m}(\mathbf{r}_i)}{l_k}$. Таким образом, на поверхности ферромагнетика

обеспечивается выполнение свободных граничных условий: $\partial \mathbf{m} / \partial \mathbf{n} = 0$, где \mathbf{n} это единичный вектор нормали к поверхности.

Поскольку обменное взаимодействие Гейзенберга стремится сделать намагниченности соседних ячеек параллельными друг другу, вводят характерную длину обменного взаимодействия $\lambda_{\text{ex}} = \sqrt{\frac{2A_{\text{ex}}}{\mu_0 M_s^2}}$, на масштабах которой намагниченность не претерпевает существенных изменений. Для корректности предположения об однородности намагниченности в объеме расчетной ячейки, ее размеры принято выбирать $l_k < \lambda_{\text{ex}}/2$.

1.4.2.3 Поле взаимодействия Дзялошинского-Мории

Поле интерфейсного взаимодействия Дзялошинского-Мории в ультратонкой пленке толщиной l_z определяется как

$$\mathbf{H}_{\text{DMI}} = -\frac{D}{\mu_0 M_s l_z} \left[\frac{\partial m_z}{\partial x} \mathbf{e}_x + \frac{\partial m_z}{\partial y} \mathbf{e}_y - \left(\frac{\partial m_x}{\partial x} + \frac{\partial m_y}{\partial y} \right) \mathbf{e}_z \right], \quad (39)$$

где D характеризует силу интерфейсного взаимодействия Дзялошинского-Мории, а \mathbf{e}_i ($i = x, y, z$) это единичные векторы, направленные параллельно координатным осям x , y и z . В расчетных ячейках, касающихся свободной границы Γ ферромагнетика на боковых гранях ультратонкого слоя, поля \mathbf{H}_{ex} и \mathbf{H}_{DMI} рассчитываются с помощью граничных условий [198]

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial m_z}{\partial x} \right|_{\Gamma} &= \frac{D}{2A_{\text{ex}}} m_x, \\ \left. \frac{\partial m_z}{\partial y} \right|_{\Gamma} &= \frac{D}{2A_{\text{ex}}} m_y, \\ \left. \frac{\partial m_x}{\partial x} \right|_{\Gamma} &= \left. \frac{\partial m_y}{\partial y} \right|_{\Gamma} = -\frac{D}{2A_{\text{ex}}} m_z, \\ \left. \frac{\partial m_x}{\partial y} \right|_{\Gamma} &= \left. \frac{\partial m_y}{\partial x} \right|_{\Gamma} = 0. \end{aligned} \quad (40)$$

Важно, что при наличии взаимодействия Дзялошинского-Мории свободные граничные условия для обменного взаимодействия Гейзенберга заменяются на (40).

1.4.2.4 Поле дипольного взаимодействия

Для нахождения поля размагничивания \mathbf{H}_{dip} необходимо в каждой расчетной ячейке определить магнитное поле, создаваемое всеми ячейками ансамбля. В ячейке с дискретными координатами (i_x, i_y, i_z) размагничивающее поле записывается как

$$H_p^{\text{dip}}(i_x, i_y, i_z) = -M_s \sum_{i'_x, i'_y, i'_z}^N \mathfrak{N}_{pq}(i_x - i'_x, i_y - i'_y, i_z - i'_z) m_q(i'_x, i'_y, i'_z), \quad (41)$$

где $\mathfrak{N}_{pq}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ это размагничивающий тензор 3×3 , определяемый как

$$\mathfrak{N}_{pq}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi} \oint_{S_r} \oint_{S_{r'}} \frac{d\mathbf{S}_r d\mathbf{S}_{r'}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (42)$$

где S_r и $S_{r'}$ это поверхности ячеек в точках \mathbf{r} и \mathbf{r}' , а $d\mathbf{S}_r$ и $d\mathbf{S}_{r'}$ это векторы нормали элементов этих поверхностей. Уравнение (41) подразумевает число вычислительных операций $\propto N^2$ для N ячеек, в то время как расчет всех остальных полей выполняется за $\propto N$ операций. Таким образом, нахождение размагничивающего поля с помощью уравнения (41) существенно снижает эффективность алгоритма.

Поскольку размагничивающий тензор \mathfrak{N}_{pq} зависит только от разности координат $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$ между двумя ячейками, уравнение (41) представляет собой дискретную свертку \mathfrak{N} и \mathbf{m} . Это позволяет существенно упростить расчет дипольного поля с использованием теоремы о свертке, которая гласит, что Фурье-образ свертки двух функций есть произведение Фурье-образов соответствующих функций. В нашем случае

$$\begin{aligned} \mathfrak{F}[H_p^{\text{dip}}(i_x, i_y, i_z)] &= \tilde{H}_p^{\text{dip}}(k_x, k_y, k_z) = \mathfrak{F}[\mathfrak{N}_{pq}(i'_x, i'_y, i'_z)] \mathfrak{F}[m_q(i'_x, i'_y, i'_z)] \\ &= \tilde{\mathfrak{N}}_{pq}(k_x, k_y, k_z) \tilde{m}_q(k_x, k_y, k_z), \end{aligned} \quad (43)$$

где k_x , k_y и k_z это координаты в пространстве Фурье, показывающие направление в образованной расчетными ячейками сетке. Таким образом, для нахождения дипольного поля необходимо произвести дискретное преобразование Фурье-компонент намагниченности, поточечно умножить результат на полученный ранее Фурье-образ размагничивающих тензоров и выполнить обратное Фурье-преобразование результата:

$$H_p^{\text{dip}}(i_x, i_y, i_z) = \mathfrak{F}^{-1}[\tilde{H}_p^{\text{dip}}(k_x, k_y, k_z)]. \quad (44)$$

Поскольку быстрое преобразование Фурье может быть реализовано за $\propto N \log_2 N$ операций, такой алгоритм оказывается значительно эффективней при работе с большим числом ячеек N , чем реализация уравнения (41) напрямую. Для ячеек в форме прямоугольного параллелепипеда выражения размагничивающих тензоров \mathfrak{N}_{pq} можно найти в литературе [199].

1.4.2.5 Случайное поле термических флуктуаций

В отличие от выше описанных случаев, поле термических флуктуаций зависит от объема расчетной ячейки $V = l_x l_y l_z$ и шага моделирования по времени δt [200]

$$H_i^{\text{th}} = \eta_i(t) \sqrt{\frac{2\alpha k_B T}{(1 + \alpha^2)\gamma\mu_0 M_s V \delta t}}, \quad (45)$$

где компоненты вектора $\eta_i(t)$ это случайные числа, подчиняющиеся стандартному распределению. Зависимость поля H_i^{th} от V и δt показывает, что H_i^{th} является не наблюдаемой физической величиной, а искусственно введенным полем, результат действия которого при усреднении по времени и пространству идентичен проявлению реально присутствующих в системе тепловых флуктуаций, происходящих на масштабе атомарных размеров и единиц пикосекунд.

Глава 2. Спиновая инжекция и накачка в немагнитные металлы и полупроводники

Настоящая глава посвящена теоретическим результатам исследования электрически индуцированной спиновой динамики в магнитных туннельных контактах (МТК) $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}/\text{Au}$, подключенных к источнику постоянного тока или переменного напряжения, а также транспорта заряда и спина в немагнитных металлах и полупроводниках, контактирующих с МТК.

Показано, что пропускание постоянного электрического тока через МТК при определенных условиях приводит к динамическому спин-ориентационному переходу – стабильной прецессии намагниченности вокруг направления, отличного от ее равновесной ориентации. Приводятся расчеты спинового тока, втекающего в слой Au, а также поперечного напряжения, генерируемого в проводящем двойном слое CoFeB/Au из-за аномального и обратного спиновых эффектов Холла. Это напряжение имеет переменную составляющую, измеримую даже на большом удалении от интерфейса MgO/CoFeB . Таким образом, предложен эффективный инжектор переменного спинового тока, управляемый постоянным электрическим током.

Представлены результаты моделирования спиновой динамики в МТК при приложении к нему переменного напряжения. Демонстрируется роль ЭМА в возникновении нелинейных эффектов, таких как осцилляции Дуффинга и кратные резонансные пики. Рассчитывается спиновая накачка, которая вызвана такой спиновой динамикой на интерфейсах CoFeB/GaAs и CoFeB/Au . Показано, что спиновый сигнал в полупроводнике GaAs оказывается достаточно большим для экспериментального наблюдения даже на микрометровых расстояниях от источника и содержит постоянную компоненту. Нелинейные эффекты приводят к появлению спинового сигнала на частотах, в разы превышающих частоту возбуждающего электрического напряжения. При этом расчетная рассеиваемая мощность оказывается более чем в 100 раз меньше, чем в случае возбуждения спиновой динамики радиочастотным магнитным полем. В результате, описан энергоэффективный спиновый инжектор с возможностью умножения частоты, управляемый радиочастотным электрическим напряжением.

2.1 Спиновая динамика в магнитном туннельном контакте, подключенном к источнику постоянного тока

2.1.1 Динамический спин-ориентационный переход в ферромагнитном нанослое

В этом параграфе мы рассматриваем МТК, состоящий из ультратонкого свободного слоя с толщиной t_F , меньшей критической t_{SRT} , ниже которой пленка становится перпендикулярно намагниченной [12; 201]. Толщина t_{pin} фиксированного слоя взята больше, чем t_{SRT} , поэтому его намагниченность \mathbf{M}_{pin} ориентирована в плоскости (Рис. 17). Предполагается, что оба слоя намагничены равномерно, что обеспечивает однородность туннельного тока, текущего через МТК при включении источника тока. Для описания динамики намаг-

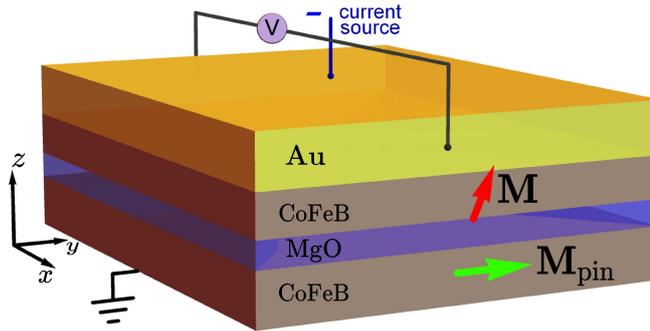


Рисунок 17 — Схематическое изображение туннельной гетероструктуры CoFeB/MgO/CoFeB/Au, подключенной к источнику постоянного тока. МТК состоит из ультратонкого свободного слоя с перпендикулярно ориентированной намагниченностью \mathbf{M} и толстого фиксированного слоя с намагниченностью \mathbf{M}_{pin} , ориентированной в плоскости. В слое Au происходит измерение напряжения на гранях структуры.

намагниченности $\mathbf{M}(t)$ в свободном слое мы используем приближение макроспина, выполняющееся с хорошей точностью для слоев с наномасштабными латеральными размерами (см. параграф 1.4.1). Поскольку величина намагниченности $|\mathbf{M}| = M_s$ при фиксированной температуре много меньше температуры Кюри может считаться постоянной, уравнение ЛЛГС может быть переписано для

единичного вектора $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ [202]

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \frac{\tau_{\text{STT}}}{M_s}\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{m}_{\text{pin}}), \quad (46)$$

где $\gamma > 0$ это гиромагнитное отношение электрона, μ_0 это магнитная постоянная, α это параметр затухания Гилберта, а \mathbf{H}_{eff} это эффективное поле, действующее на намагниченность. В уравнении (46) последний член учитывает спин-перенесенный момент, пропорциональный плотности тока J в свободном слое, в то время как перпендикулярная ему составляющая (field-like torque) не учитывается, поскольку не оказывает качественного влияния на магнитную динамику [112; 113]. Для симметричных МТК теория дает $\tau_{\text{STT}} = (\gamma\hbar/2e)(J/t_F)\eta/(1 + \eta^2\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}_{\text{pin}})$, где $e > 0$ это элементарный заряд, \hbar это постоянная Планка, $\eta = \sqrt{(G_P - G_{\text{AP}})/(G_P + G_{\text{AP}})}$, а G_P и G_{AP} это удельные проводимости МТК в состояниях с параллельной и антипараллельной ориентацией намагниченностей электродов соответственно [203]. Поскольку мы рассматриваем МТК, подключенный к источнику постоянного тока, падение напряжения $V = J/G$ на туннельном барьере зависит от проводимости контакта $G = G_P(1 + \eta^2\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}_{\text{pin}})/(1 + \eta^2)$, что ведет к несинусоидальной зависимости спин-перенесенного момента от угла между \mathbf{m} и \mathbf{m}_{pin} . Эффективное поле, входящее в уравнение (46) определяется соотношением $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -(\mu_0 M_s)^{-1}\partial F/\partial\mathbf{m}$, где $F(\mathbf{m})$ это свободная энергия Гельмгольца свободного слоя. Для однородно намагниченного недеформированного свободного слоя кубического ферромагнетика зависящая от намагниченности часть $\Delta F(\mathbf{m})$ эффективной объемной плотности энергии может быть аппроксимирована полиномом

$$\begin{aligned} \Delta F = & K_1(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 + \frac{K_s}{t_f} m_z^2 \\ & - \frac{U_{\text{IEC}}}{t_f} (m_x m_x^{\text{pin}} + m_y m_y^{\text{pin}} + m_z m_z^{\text{pin}}) - \mu_0 M_s (H_x m_x + H_y m_y + H_z m_z) \\ & + \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 (N_{xx} m_x^2 + 2N_{xy} m_x m_y + N_{yy} m_y^2 + N_{zz} m_z^2), \end{aligned} \quad (47)$$

где m_i ($i = x, y, z$) это направляющие косинусы намагниченности \mathbf{M} в кристаллографической системе координат с осью z перпендикулярной поверхности слоя, K_1 и K_2 это коэффициенты членов четвертого и шестого порядков, характеризующих кубическую магнитокристаллическую анизотропию, K_s это параметр, определяющий полную удельную энергию интерфейсов $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}|\text{MgO}$ и $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}|\text{Au}$, U_{IEC} это удельная энергия обменного взаимодействия с фиксированным слоем, N_{ij} это размагничивающие факторы

(N_{xz} и N_{yz} пренебрежимо малы при горизонтальных размерах $L_x, L_y \gg t_f$), а \mathbf{H} это среднее магнитное поле, действующее на свободный слой. Поскольку магнитная анизотропия, связанная с интерфейсом $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}|\text{MgO}$, зависит от электрического поля E_z в MgO [8; 12], коэффициент K_s является функцией плотности тока J . Пользуясь линейным приближением для зависимости $K_s(E_z)$, подтверждаемым расчетами из первых принципов [19] и экспериментальными данными [8], мы приходим к выражению $K_s = K_s^0 + k_s V/t_{\text{MgO}} = K_s^0 + k_s J/(Gt_{\text{MgO}})$, где $K_s^0 = K_s(E_z = 0)$, $k_s = \partial K_s/\partial E_z$ это чувствительность K_s к электрическому полю, а V есть падение напряжения на туннельном барьере MgO толщиной t_{MgO} , которое вызвано туннельным током, текущим через МТК с проводимостью G на единицу площади.

Численное интегрирование уравнения (46) было реализовано с помощью проективного метода Эйлера, при котором автоматически выполняется условие $|\mathbf{m}| = 1$ (см. параграф 1.4.1). Вычисление проводилось с постоянным шагом интегрирования $\delta t = 0.5$ фс. Эффективное поле \mathbf{H}_{eff} определялось из уравнения (47) без учета пренебрежимо малого поля \mathbf{H} , действующего на свободный слой, потому что среднее поле Эрстеда в нем равно нулю. Поскольку в рассматриваемой структуре динамика намагниченности в свободном слое приводит к спиновой накачке в прилегающий немагнитный металл, параметры γ и α , входящие в уравнение (46), были перенормированы следующим образом [42]

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{\gamma}{\gamma_0} \left[\alpha_0 + \frac{g_L \mu_B}{4\pi M_s t_F} \text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r] \right], \\ \frac{1}{\gamma} &= \frac{1}{\gamma_0} \left[1 + \frac{g_L \mu_B}{4\pi M_s t_F} \text{Im}[g_{\uparrow\downarrow}^r] \right],\end{aligned}\tag{48}$$

где γ_0 и α_0 обозначают значения γ и α в объемном ферромагнетике, g_L это фактор Ландэ, μ_B это магнетон Бора, а $g_{\uparrow\downarrow}^r$ это комплексная удельная проводимость спинового смещения контакта ферромагнетик - нормальный металл [204]. Параметр Гилберта α_0 считался постоянной величиной, поскольку численные оценки показывают в нашем случае незначительную зависимость α_0 от мощности прецессии намагниченности [205].

Численные расчеты были проведены для МТК $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{MgO}/\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ с толщиной туннельного барьера $t_{\text{MgO}} = 1.1$ нм и толщиной электродов $t_F = 1.73$ нм и $t_{\text{pin}} = 5$ нм. Исследовался свободный слой прямоугольной формы с горизонтальными размерами $L_x = 400$ нм и $L_y = 40$ нм. Размагничивающие факторы такого ферромагнитного слоя, рассчитанные по аналитической

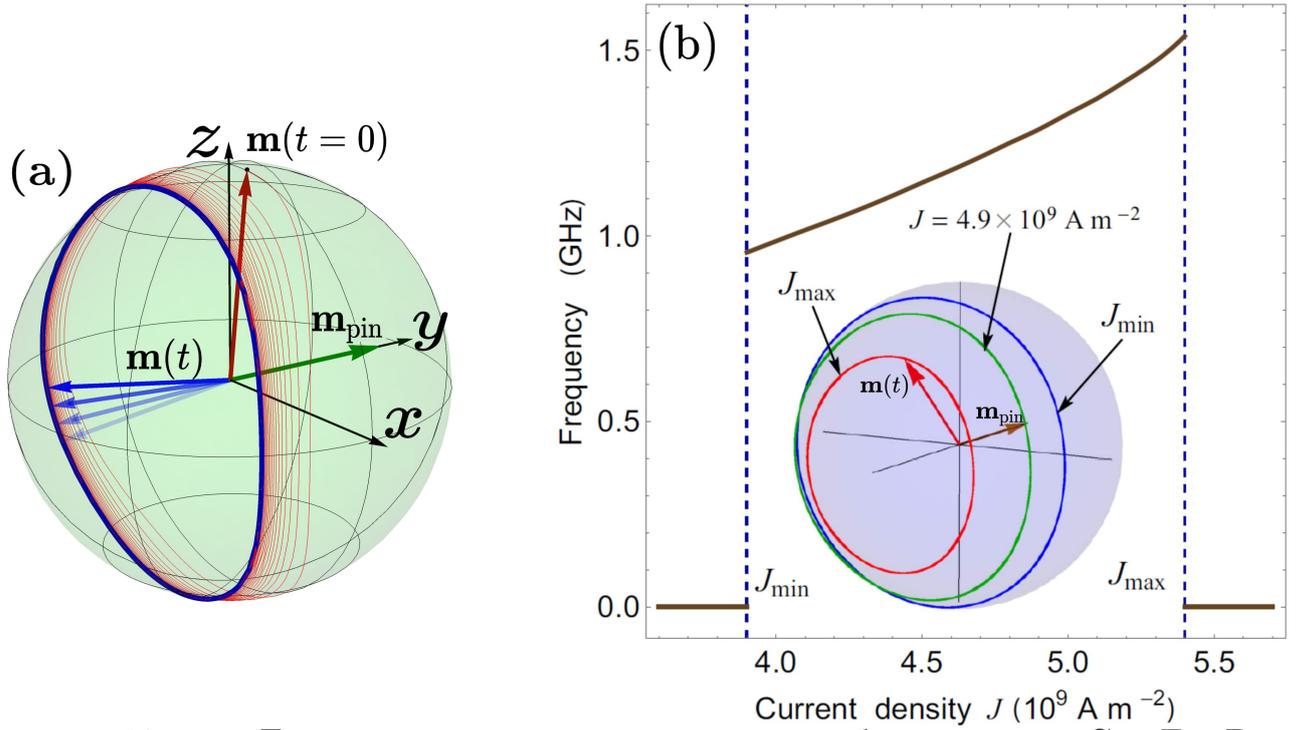


Рисунок 18 — Динамика намагниченности в свободном слое $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$, вызванная постоянным туннельным током. (a) Траектория конца вектора намагниченности \mathbf{m} после дестабилизации током критической плотности J_{\min} . (b) Частота f стабильной прецессии как функция плотности туннельного тока J . Вставка показывает траектории намагниченности, рассчитанные при $J = J_{\min}$ (синяя кривая), $J = 4.9 \times 10^9 \text{ A m}^{-2}$ (зеленая кривая) и $J = J_{\max}$ (красная кривая).

формуле [206], равны $N_{xx} = 0.0059$, $N_{yy} = 0.0626$, $N_{xy} = 0$ и $N_{zz} = 0.9315$. Большое отношение сторон $L_x/L_y = 10$ было выбрано для того, чтобы сделать энергетически выгодной ориентацию намагниченности свободного слоя в плоскости, перпендикулярной \mathbf{m}_{pin} , что увеличивает спин-перенесенный момент, действующий на \mathbf{m} . Предполагалось, что площадь фиксированного слоя достаточно велика, для того, чтобы пренебречь магнитодипольным взаимодействием между слоями по сравнению с обменным взаимодействием, определяемым по формуле $U_{\text{IEC}} \approx 5.78 \times \exp[-7.43 \times t_b \text{ нм}^{-1}] \text{ мДж м}^{-2}$ [207]. Свободный слой $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ был охарактеризован намагниченностью насыщения $M_s = 1.13 \times 10^6 \text{ A м}^{-1}$ [208] и параметром затухания Гилберта $\alpha_0 = 0.01$ [201], в то время как его магнитокристаллическая анизотропия описывалась с использованием коэффициентов $K_1 = 5 \times 10^3 \text{ Дж м}^{-3}$ [209] и $K_2 = 50 \text{ Дж м}^{-3}$ [113]. Для расчета ЭМА на интерфейсе $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}|\text{MgO}$ мы использовали измеренные параметры $K_s^0 = -1.3 \times 10^{-3} \text{ Дж м}^{-2}$ [201] и

$k_s = 37$ фДж В⁻¹ м⁻¹ [113]. Проводимость контакта G_P при выбранной толщине слоя MgO равнялась 8.125×10^9 См м⁻² [210], и мы использовали типичное значение параметра асимметрии $\eta = 0.57$ [8; 211], что дает величину туннельного магнитосопротивления $\text{TMR} = (G_P - G_{AP})/G_{AP} \approx 96\%$.

Численные расчеты сначала проводились для определения равновесной ориентации намагниченности в свободном слое Co₂₀Fe₆₀B₂₀ в отсутствие тока. Было обнаружено, что у начального профиля энергии $\Delta F(\varphi_0, \theta_0)$ есть только два минимума которые соответствуют почти перпендикулярным плоскости слоя ориентациям намагниченности \mathbf{m} . Из-за обменного взаимодействия между слоями намагниченность \mathbf{m} немного отклонялась от перпендикулярной ориентации, поворачиваясь к фиксированной намагниченности \mathbf{m}_{pin} , ориентированной параллельно оси y ($\varphi_0 = 90^\circ$, $\theta_0 = 0.45^\circ$ или 179.55° , см. Рис. 17). Энергетический барьер для когерентного переключения намагниченности при комнатной температуре $T = 298$ К составляет примерно $60k_B T$, где k_B это константа Больцмана. Важно, что перпендикулярная магнитная анизотропия оказывается достаточно сильной, чтобы предотвратить обусловленное термическими флуктуациями сосуществование метастабильных состояний с ориентацией намагниченности \mathbf{m} в плоскости слоя.

Пропускание слабого тока через МТК модифицирует равновесную ориентацию намагниченности, потому что интерфейсная магнитная анизотропия изменяется из-за падения напряжения $V = J/G$ на туннельном барьере, а также благодаря ненулевому члену $\tau_{\text{STT}}(J)$ в уравнении (46). Моделирование показывают, что при $J < 0$ намагниченность \mathbf{m} монотонно поворачивается в направлении, перпендикулярном плоскости слоя. При этом она остается устойчивой даже при больших плотностях тока $|J| \sim 10^{10}$ А м⁻². Напротив, отклонение \mathbf{m} от перпендикулярной ориентации увеличивается, когда через контакт пропускается положительный ток ($J > 0$), достигая $\theta = 7.54^\circ$ при увеличении плотности тока до критической величины $J_{\text{min}} \approx 3.9 \times 10^9$ А м⁻², при которой возникает динамика намагниченности. Важно отметить, что рассчитанное значение J_{min} попадает в диапазон самых малых плотностей тока $|J_{\text{min}}(t_F)| = (1.2 - 5.4) \times 10^9$ А м⁻², измеренных на данный момент экспериментально [212]. Далее мы сосредоточились на магнитной динамике, генерируемой положительными токами, соответствующими туннелированию электронов из свободного слоя в фиксированный.

Рисунок 18 (а) показывает траекторию конца вектора намагниченности \mathbf{m} после дестабилизации, вызванной положительным током с плотностью J_{\min} . Свободный слой $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{V}_{20}$ испытывает динамический спин-ориентационный переход, при котором статичное магнитное состояние с почти перпендикулярной ориентацией \mathbf{m} переходит в большеугловую прецессию намагниченности вокруг направления в плоскости слоя, антипараллельного намагниченности \mathbf{m}_{pin} фиксированного слоя. Появление такого электрически индуцированного спин-ориентационного перехода может быть объяснено близостью толщины свободного слоя $t_{\text{F}} = 1.73$ нм к критической толщине $t_{\text{SRT}} = 1.745$ нм, при которой в данном МТК происходит переориентация намагниченности в плоскость при $J = 0$. Действительно, изменение параметра $\Delta K_s = k_s J_{\min} / (G t_{\text{MgO}})$ ЭМА приводит к повороту намагниченности к ориентации параллельно оси x , в то время как спин-перенесенный момент вызывает прецессию \mathbf{m} . Близость толщины свободного слоя к t_{SRT} также объясняет большую амплитуду прецессии при $J = J_{\min}$. При увеличении плотности тока $J > J_{\min}$ частота стабильной прецессии намагниченности растет, в то время как ее амплитуда уменьшается [Рис. 18 (b)]. Частота прецессии ν изменяется в диапазоне от 0.95 ГГц при J_{\min} до 1.54 ГГц при максимальной плотности тока $J_{\max} = 5.4 \times 10^9$ А м⁻², выше которой прецессия исчезает. Важно отметить, что наши теоретические предсказания касательно монотонного возрастания частоты прецессии $\nu(J)$ с увеличением плотности тока J и существенного уменьшения критической плотности тока $J_{\min}(t_{\text{F}})$ при приближении толщины свободного слоя к t_{SRT} находятся в согласии с экспериментальными данными [212]. Из-за большого спин-перенесенного момента намагниченность свободного слоя стабилизируется при $J > J_{\max}$ вдоль направления, антипараллельного намагниченности фиксированного слоя.

Для более детального исследования обнаруженного динамического спин-ориентационного перехода мы рассчитали диаграммы магнитного отклика МТК, рассматривая случаи разных толщин свободного слоя. В дополнение к слою $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{V}_{20}$, покрытому Au ($\alpha = \alpha_0 + \delta\alpha = 0.013$), мы исследовали слой со свободной верхней поверхностью, параметр затухания Гилберта которого равен α_0 . Выбирая горизонтальные размеры свободного слоя $L_x = 200$ нм и $L_y = 80$ нм, мы также ввели слабое внешнее магнитное поле $H_y = 250$ Э, направленное антипараллельно намагниченности \mathbf{m}_{pin} фиксированного слоя. Рисунок 19 показывает рассчитанные двумерные диаграммы магнитных откликов, на которых плотность тока J и толщина свободного слоя t_{F} являются

независимыми координатами. Видно, что при плотностях тока ниже крити-

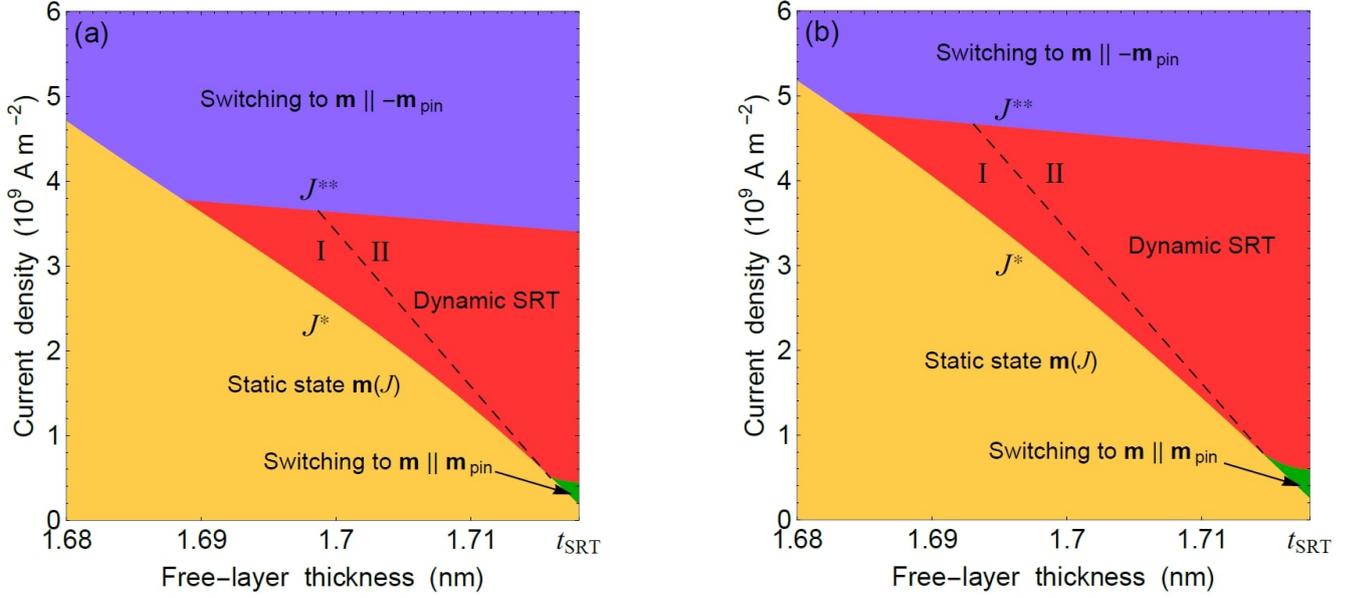


Рисунок 19 — Диаграммы магнитных откликов свободного слоя $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$, построенные в координатах плотность тока J и толщина t_F для случая свободной верхней границей (a) и для ферромагнитного слоя, покрытого пленкой золота (b). Свободный слой с размерами $L_x = 200 \text{ nm}$ и $L_y = 80 \text{ nm}$ помещен во внешнее магнитное поле $H_y = 250 \text{ Э}$, при котором размерный спин-ориентационный переход происходит при $t_{\text{SRT}} = 1.718 \text{ nm}$.

ческого значения $J_{\text{min}}(t_F)$ намагниченность свободного слоя \mathbf{m} лишь немного отклоняется от почти перпендикулярной ориентации $\mathbf{m}(J = 0)$. При превышении $J_{\text{min}}(t_F)$ становятся возможными три типа магнитных откликов. При толщине t_F , близкой к t_{SRT} , намагниченность \mathbf{m} дестабилизируется электрически индуцированной прецессией, которая приводит к переключению \mathbf{m} в плоскость слоя в направлении, параллельном \mathbf{m}_{pin} , которое стабилизируется действием ЭМА [Рис. 20 (a)]. Однако такое переключение на угол $\leq 90^\circ$ происходит только в малой области диаграммы “ $J - t_F$ ” (Рис. 19) и сменяется динамическим спин-ориентационным переходом при $J > J^* + \delta J^*$. Есть два типа такого перехода: первый тип I характеризуется стабильной прецессией намагниченности вокруг направления, параллельного \mathbf{m}_{pin} , а второй тип II – вокруг направления, антипараллельного \mathbf{m}_{pin} . При сравнительно малых плотностях тока намагниченность сначала прецессирует вокруг начального почти перпендикулярного направления, а затем переходит в состояние большеугловой прецессии вокруг направления, параллельного \mathbf{m}_{pin} ($m_y > 0$) [Рис. 20 (b)]. Напротив, при превышении плотностью тока критического значения J_{th}

динамический переход сопровождается прецессией намагниченности вокруг направления, антипараллельного \mathbf{m}_{pin} ($m_y < 0$) [Рис. 20 (c)].

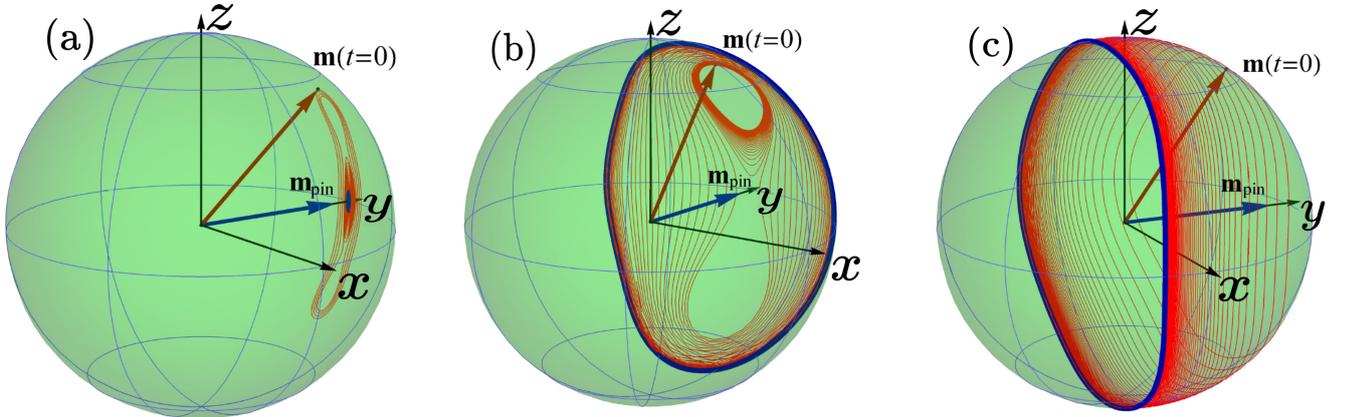


Рисунок 20 — Траектории конца вектора намагниченности в свободном слое $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ с размерами $L_x = 200$ нм и $L_y = 80$ нм, помещенном во внешнее магнитное поле $H_y = 250$ Э. Плотность туннельного тока и толщина слоя CoFeB равны $J = 0.35 \times 10^9$ А м⁻² и $t_F = 1.717$ нм (a), $J = 1.5 \times 10^9$ А м⁻² и $t_F = 1.71$ нм (b) и $J = 4 \times 10^9$ А м⁻² и $t_F = 1.71$ нм (c). Во всех случаях слой CoFeB покрыт золотом.

Рис. 19 показывает, что динамический переход происходит только в конечном “окне токов”, сменяясь переключением намагниченности при $J > J^{**}(t_F)$. Интересно, что переключение намагниченности при таких больших плотностях тока приводит к антипараллельной ориентации \mathbf{m} и \mathbf{m}_{pin} , которая создается действием спин-перенесенного момента. Как показано на Рис. 21, критическая плотность тока J^* сильно зависит от аспектного отношения L_x/L_y свободного слоя, в то время как J^{**} зависит от формы слоя относительно слабо. Сравнение диаграмм (a) и (b) на Рис. 19 и 21 иллюстрирует рост как J^* , так и J^{**} при увеличении эффективного затухания α . При этом “окно токов”, в котором наблюдается динамический переход, больше для свободного слоя с увеличенным магнитным затуханием.

2.1.2 Спиновая инжекция и накачка в немагнитный металл

Электрически индуцированная магнитная динамика в свободном слое $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ должна приводить к спиновой накачке в Au. Плотность спинового тока задается тензором \mathbf{J}_s , определяющим направление потока спина

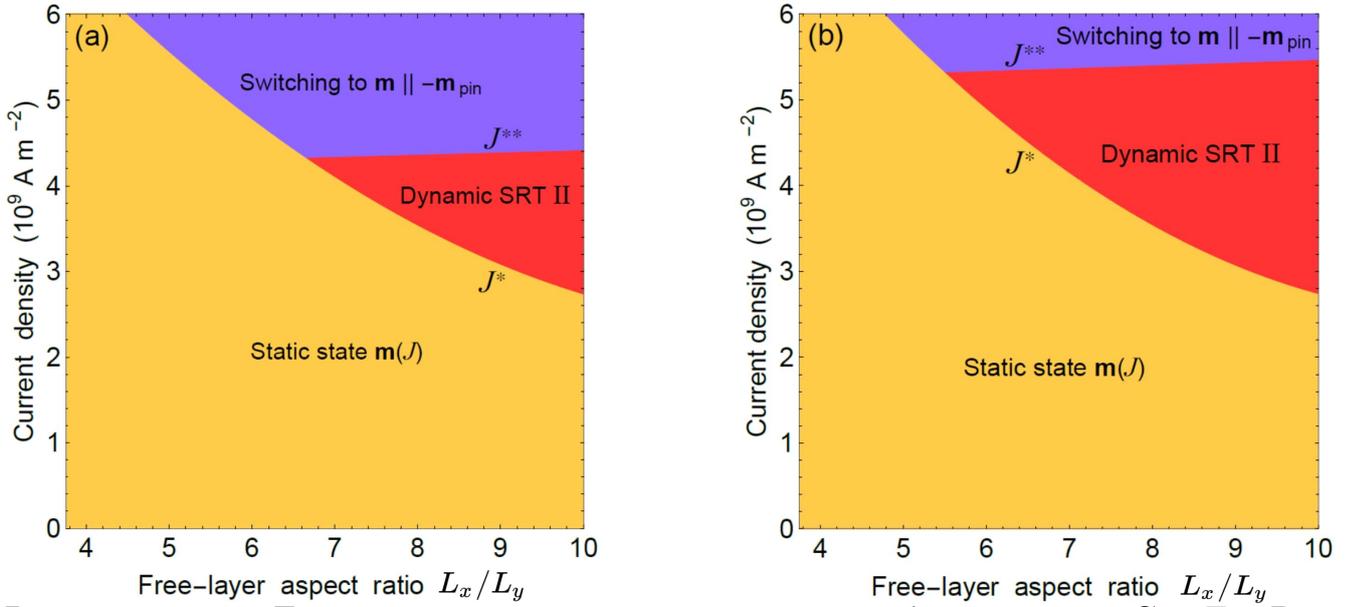


Рисунок 21 — Диаграммы магнитных откликов свободного слоя $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$, построенные в координатах плотность тока J и аспектное отношение L_x/L_y для слоя со свободной верхней границей (a) и для слоя, покрытого пленкой золота (b). Свободный слой с толщиной $t_F = 1.746$ нм и шириной $L_y = 40$ нм не находится во внешнем магнитном поле.

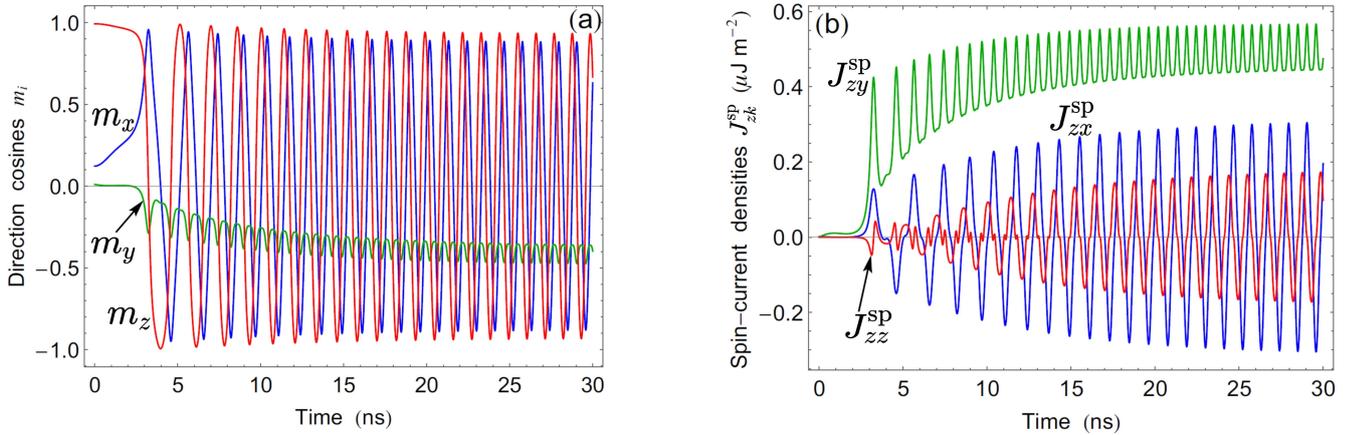


Рисунок 22 — Спиновая накачка в слой Au, генерируемая динамикой намагниченности в свободном слое $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ при критической плотности туннельного тока J_{\min} . (a) Временные зависимости направляющих косинусов m_i намагниченности свободного слоя. (b) Эволюции во времени плотностей спиновых токов J_{zk}^{sp} на интерфейсе Au| $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$.

единичным вектором \mathbf{e}_s и спиновую поляризацию \mathbf{P} [213]. Поскольку толщина слоя $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ значительно больше постоянной решетки, мнимые части проводимостей спинового смещения при отражении $g_{\uparrow\downarrow}^r$ и при пропускании $g_{\uparrow\downarrow}^t$ пренебрежимо малы. Следовательно, плотность спинового тока накачки \mathbf{J}_{sp} вблизи интерфейса $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ |Au может быть вычислена с помощью

соотношения $\mathbf{e}_s \cdot \mathbf{J}_{\text{sp}} \cong (\hbar/4\pi)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r] \mathbf{m} \times d\mathbf{m}/dt$ [204]. Используя для интерфейса $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}|\text{Au}$ величину $(e^2/h)\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r] \approx 4.66 \times 10^{14} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-2}$, полученную для интерфейса $\text{Fe}|\text{Au}$ [204], мы рассчитали спиновый ток, накачиваемый в Au во время прецессии намагниченности в свободном слое. Рис. 22 показывает соответствующие временные зависимости ненулевых плотностей спинового тока $J_{zk}^{\text{sp}}(t)$ ($k = x, y, z$), которые соответствуют динамике намагниченности $\mathbf{m}(t)$, возникающей при критической плотности тока J_{min} . Интересно, что J_{zy}^{sp} содержит значительную постоянную и переменную составляющую, в то время как J_{zx}^{sp} и J_{zz}^{sp} состоят только из переменной компоненты. В режиме установившейся прецессии J_{zy}^{sp} колеблется с частотой 2ν , которая в два раза превышает частоту прецессии ν из-за симметрии траектории конца вектора намагниченности.

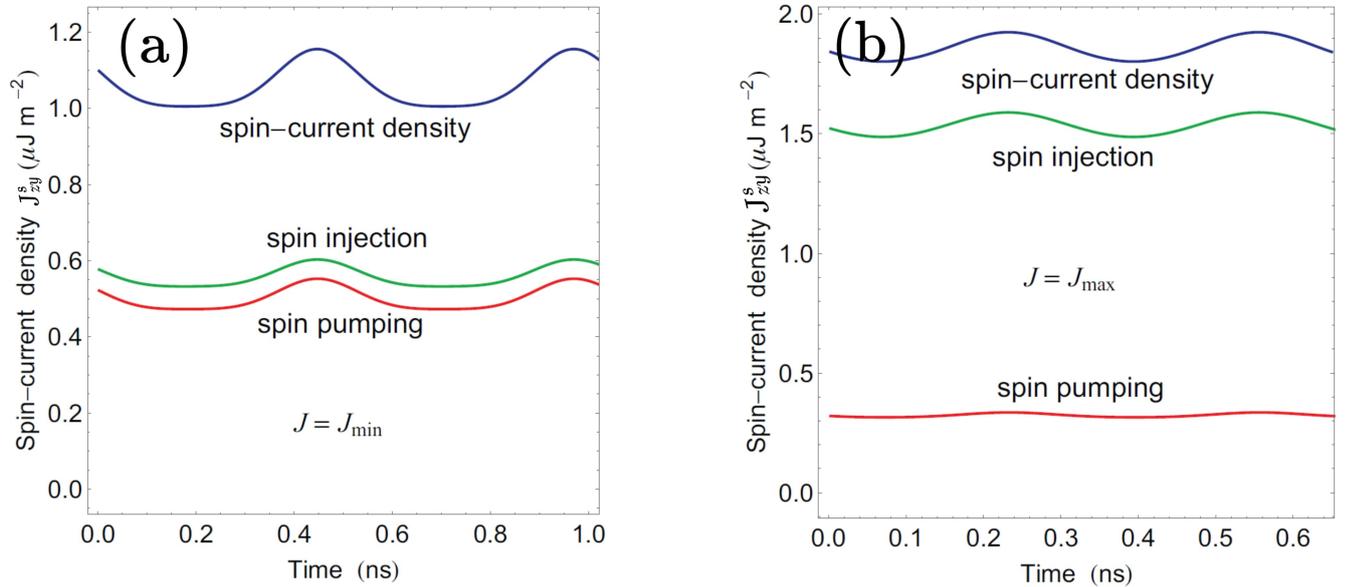


Рисунок 23 — Полная плотность спинового тока J_{zy}^s , генерируемая на интерфейсе $\text{Au}|\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ при критических плотностях тока J_{min} (a) и J_{max} (b), определяющих границы “окна прецессии” в свободном слое $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$. Вклады спин-поляризованного зарядового тока и тока спиновой накачки показаны зеленой и красной линией соответственно.

Учитывая спиновую поляризацию зарядового тока, управляемую намагниченностью свободного слоя $\mathbf{m}(t)$, мы рассчитали полную плотность спинового тока $\mathbf{J}_s = \mathbf{J}_{\text{sp}} + \mathbf{J}_{\text{sc}}$ на интерфейсе $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}|\text{Au}$. Рисунок 23 показывает временные зависимости наиболее важных компонент $J_{zy}^s(t)$, рассчитанных при критических значениях плотности тока J_{min} и J_{max} . Важно отметить, что вклады спин-поляризованного тока (J_{zy}^{sc}) и индуцированной прецессией намагниченности спиновой накачки (J_{zy}^{sp}), имеют одинаковую фазу. При $J = J_{\text{min}}$ как

J_{zy}^{sc} , так и J_{zy}^{sp} зависят от времени не синусоидально, в то время как при $J = J_{max}$ ток J_{zy}^{sc} становится почти синусоидальным, а J_{zy}^{sp} слабо изменяется во времени.

Постоянные и переменные компоненты плотности спинового тока $J_{zy}^s(t)$ при установившейся прецессии показаны на Рис. 24 как функции плотности туннельного тока J . При $J < J_{min}$, постоянная компонента $\langle J_{zy}^s \rangle$ мала по величине и отрицательна из-за вклада спиновой инжекции J_{zy}^{sc} , в то время как переменная компонента отсутствует. Внутри “окна прецессии” $J_{min} < J < J_{max}$ ток $\langle J_{zy}^s \rangle$ монотонно растет с J из-за значительного увеличения J_{zy}^{sc} . Напротив, амплитуда переменной компоненты достигает максимума при $J \approx 4.72 \times 10^9 \text{ A m}^{-2}$ примерно в середине “окна прецессии”.

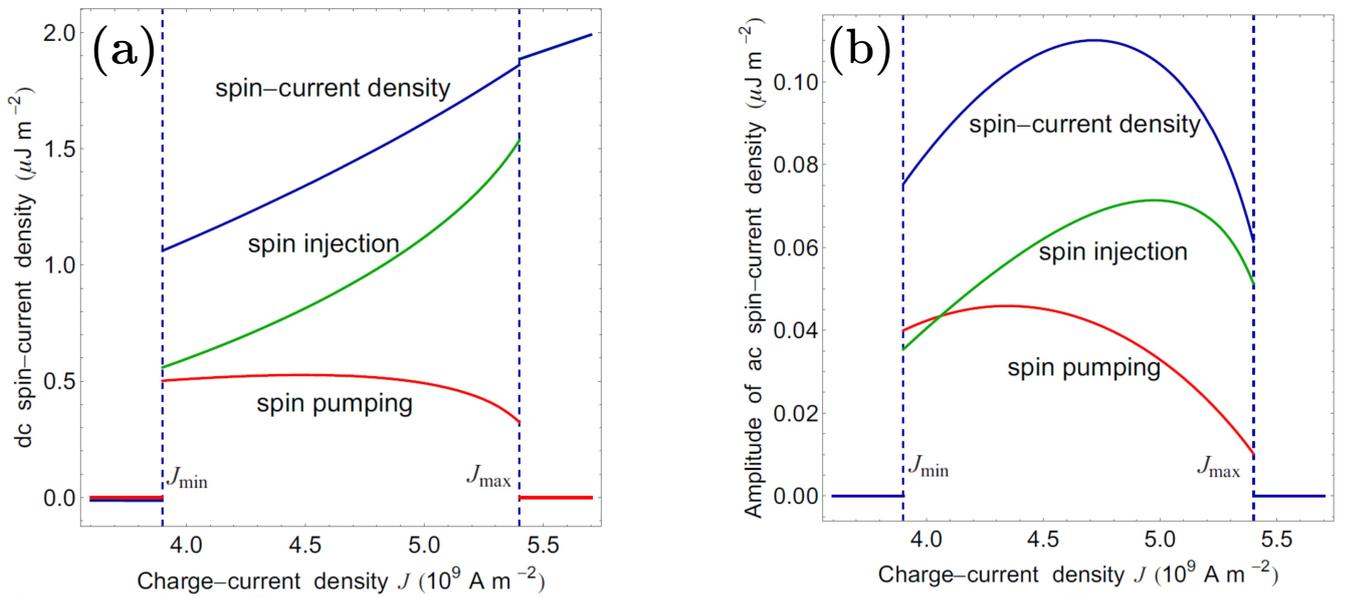


Рисунок 24 — Зависимости плотности полного спинового тока J_{zy}^s , генерируемого на интерфейсе $\text{Au}|\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{V}_{20}$, от плотности туннельного тока J . График (а) показывает постоянную компоненту $\langle J_{zy}^s \rangle$, а на графике (б) отображена амплитуда переменной компоненты $J_{zy}^s(t)$. Вклады спин-поляризованного зарядового тока и тока спиновой накачки показаны зеленой и красной линией соответственно.

Таким образом, туннельный контакт $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{V}_{20}/\text{MgO}/\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{V}_{20}$, возбуждаемый постоянным зарядовым током, может быть использован для генерации спиновых токов в немагнитных металлах. Дополнительное моделирование с учетом случайного теплового поля, соответствующего комнатной температуре, показало, что термические флуктуации могут только уменьшить критическую плотность тока J_{min} , необходимую для возбуждения прецессии намагниченности, которая оказывается устойчивой к колебаниям теплового поля. Следовательно, функционирование описанного спинового инжектора

не должно существенно зависеть от термических флуктуаций. Мощность $W_{\min} \approx J_{\min}^2 L_x L_y \langle G^{-1} \rangle$, рассеиваемая на таком электрически управляемом инжекторе, оказывается ≤ 40 мкВт, что является очень малой величиной для устройств наномасштабного размера [212]. Чтобы оценить эффективность предложенного спинового инжектора, мы рассчитали разность электрических потенциалов $\Delta V(z, t) = \varphi(x = L_x/2, z, t) - \varphi(x = -L_x/2, z, t)$ между боковыми гранями двойного слоя $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{Au}$. Из-за обратного спинового эффекта Холла спиновый ток в нормальном металле генерирует такой поперечный электрический сигнал, который может быть измерен экспериментально [214].

Чтобы определить распределение электрического потенциала $\varphi(\mathbf{r}, t)$ в двойном слое $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{Au}$, мы решили систему уравнений дрейфа-диффузии [213; 215; 216] для зарядовых и спиновых токов, текущих в пленках $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ и Au . Уравнения непрерывности для плотности электрического тока \mathbf{J} и спинового тока \mathbf{J}_s имеют вид $\nabla \mathbf{J} = -\partial \rho / \partial t$ и $\hbar^{-1} \nabla \mathbf{J}_s = -\partial \mathbf{P} / \partial t - \mathbf{P} / \tau_{\text{sf}}$, где ρ это плотность заряда, \mathbf{P} это плотность спиновой поляризации, а τ_{sf} это время спиновой релаксации. Поскольку пространственными неоднородностями концентрации электронов n в металлах можно пренебречь [216], выражения для \mathbf{J} и \mathbf{J}_s упрощаются до

$$\mathbf{J} = e\mu n \mathbf{E} + 2\alpha_{\text{SH}} e \mu \mathbf{E} \times \mathbf{P} + 2\alpha_{\text{SH}} e D \nabla \times \mathbf{P}, \quad (49)$$

$$\frac{J_{ik}^s}{\hbar} = -\mu E_i P_k - D \frac{\partial P_k}{\partial x_i} + 2\alpha_{\text{SH}} \mu n \varepsilon_{ikl} E_l, \quad (50)$$

где \mathbf{E} это напряженность электрического поля, μ это подвижность электронов, D это коэффициент диффузии, α_{SH} это спиновый угол Холла, ε_{ikl} обозначает символ Леви-Чивиты ($i, k, l = x, y, z$), и подразумевается суммирование по повторяющимся индексам. В уравнении (49) второй член описывает аномальный эффект Холла, в то время как третий член отражает обратный спиновый эффект Холла. Первый член в уравнении (50) дает вклад спин-поляризованного зарядового тока, последнее слагаемое учитывает спиновый эффект Холла, который проявляет себя в аккумуляции спиновой плотности вблизи границ структуры.

Уравнения непрерывности были дополнены граничными условиями, которые должны выполняться на интерфейсе $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}|\text{Au}$ и внешних границах двойного слоя $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{Au}$, подключенного к источнику постоянного тока

через слой золота (Рис. 17). На интерфейсе $\text{MgO}|\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ проекция J_z плотности зарядового тока \mathbf{J} на ось z , совпадающую с нормалью к интерфейсу, была приравняна плотности J_0 туннельного тока. Кроме того, вектор \mathbf{J} был направлен параллельно оси z , на интерфейсе $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}|\text{Au}$ и на контакте толщиной $d = 5$ нм, где $\mathbf{J} = (L_x/d)\mathbf{J}_0$. На интерфейсе $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}|\text{Au}$ мы накладывали на плотность спинового тока \mathbf{J}_s граничное условие $\mathbf{e}_n \cdot \mathbf{J}_s = \mathbf{e}_n \cdot \mathbf{J}_{\text{sp}} - (J_0 \hbar / 2e) \mathbf{p}_f$, где \mathbf{e}_n это единичный вектор нормали к интерфейсу, а $\mathbf{p}_f = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) / (N_{\uparrow} + N_{\downarrow}) \mathbf{m}$ это спиновая поляризация ферромагнитного слоя, опеределяемая плотностями состояний электронов со спином вверх (N_{\uparrow}) и со спином вниз (N_{\downarrow}) на уровне Ферми [217]. В силу уравнения непрерывности направление спинового потока \mathbf{e}_s выбиралось параллельно латеральным граням двойного слоя $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{Au}$ вблизи этих граней.

Функции $\varphi(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ были найдены путем численного решения системы дифференциальных уравнений методом конечных элементов. Расчет был проведен в квазистационарном приближении ($\partial \rho / \partial t, \partial P / \partial t = 0$), корректность которого подтверждается тем, что период $1/\nu \sim 1$ нс прецессии намагниченности значительно больше характерного времени релаксации заряда (~ 0.1 пс [218]) и спина ($\tau_{\text{sf}} < 100$ пс [219]). Поскольку размер L_y двойного слоя $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{Au}$ вдоль оси y выбран много меньше, чем размер L_x вдоль оси x ($L_y/L_x = 0.1$), неоднородности потенциала φ и спиновой поляризации P вдоль направления y могут считаться пренебрежимо малыми. Поэтому мы ограничились решением двумерной задачи, что позволило нам найти функции $\varphi(x, z, t)$ и $\mathbf{P}(x, z, t)$. Кроме того, в расчете учитывалась только одна компонента спиновой накачки J_{zy}^{sp} , потому что было найдено, что компоненты J_{zx}^{sp} и J_{zz}^{sp} оказывают незначительное влияние на напряжение $\Delta V(z, t)$ на выходе устройства. Толщина слоя Au вдоль оси z была выбрана много больше спиндиффузионной длины в Au $\lambda_{\text{sd}} = \sqrt{D\tau_{\text{sf}}} = 35$ нм [220] и равнялась 400 нм.

В численных расчетах проводимость $\sigma = e\mu n$ слоя $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ была выбрана 4.45×10^5 См м⁻¹ [221], что дает подвижность электронов $\mu = n^{-1} 2.8 \times 10^{26}$ м⁻¹ В⁻¹ с⁻¹. Угол аномального эффекта Холла α_{AH} и спиновая поляризация p_f слоя $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ были взяты 0.02 [222] и 0.53 [217] соответственно. Электропроводность Au равна 4.5×10^7 См м⁻¹ [223], что дает $\mu = 4.81 \times 10^{-3}$ м² В⁻¹ с⁻¹ и $D = 1.25 \times 10^{-4}$ м² с⁻¹. Время спиновой релаксации τ_{sf} и спиновый угол Холла α_{SH} в Au были взяты 9.84 пс и 0.0035 [220]. Предполагалось, что плотность спиновой поляризации в слое $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ однородна,

что согласуется с приближением макроспина, в котором была рассчитана динамика намагниченности.

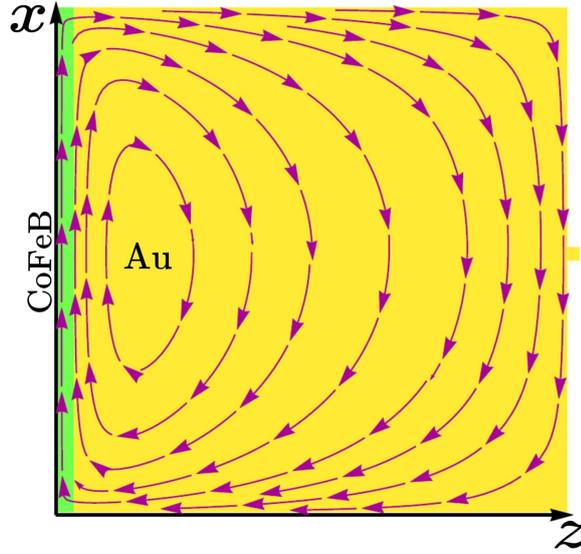


Рисунок 25 — Схематическое изображение распределение вихреобразного вклада $\delta\mathbf{J} = \mathbf{J} - \mathbf{J}_0$ в зарядовый ток, текущий в двойном слое $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{V}_{20}/\text{Au}$. Диаграмма показывает распределение $\delta\mathbf{J}(x, z)$ при плотности туннельного тока $J_0 = J_{\min}$ и в момент времени, когда направляющие косинусы намагниченности свободного слоя равны $m_x = 0.881$, $m_y = -0.473$ и $m_z = 0$.

Используя найденные функции $\varphi(x, z, t)$ и $\mathbf{P}(x, z, t)$, мы рассчитали пространственные распределения плотности зарядового тока $\mathbf{J}(x, z, t)$ в двойном слое $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{V}_{20}/\text{Au}$ и разность электрических потенциалов на его латеральных гранях $\Delta V(z, t)$. Интересно, что распределение плотности электрического тока в каждый момент времени t может быть представлено как сумма пропускаемого однородного тока \mathbf{J}_0 и вихреобразного вклада $\delta\mathbf{J}(x, z, t)$, показанного на Рис. 25. Сигнал поперечного напряжения $\Delta V(z, t)$, генерируемого устройством, уменьшается с увеличением расстояния z до интерфейса $\text{MgO}|\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{V}_{20}$, наиболее быстро спадая в слое $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{V}_{20}$ [Рис. 26 (а)].

Анализ сигнала поперечного напряжения, полученного путем численного решения, показал, что функция $\Delta V(z, t)$ может быть с высокой точностью аппроксимирована выражением

$$\Delta V(z, t) = A(z)m_y(t)J_0 + B(z)J_{zy}^s(z = t_F, t), \quad (51)$$

где первое слагаемое отображает вклад $\Delta V_{\text{АНЕ}}$ аномального эффекта Холла, а второй член описывает напряжение $\Delta V_{\text{ИСНЕ}}$, образующееся в результате действия обратного спинового эффекта Холла. Поскольку коэффициенты $A(z)$ и

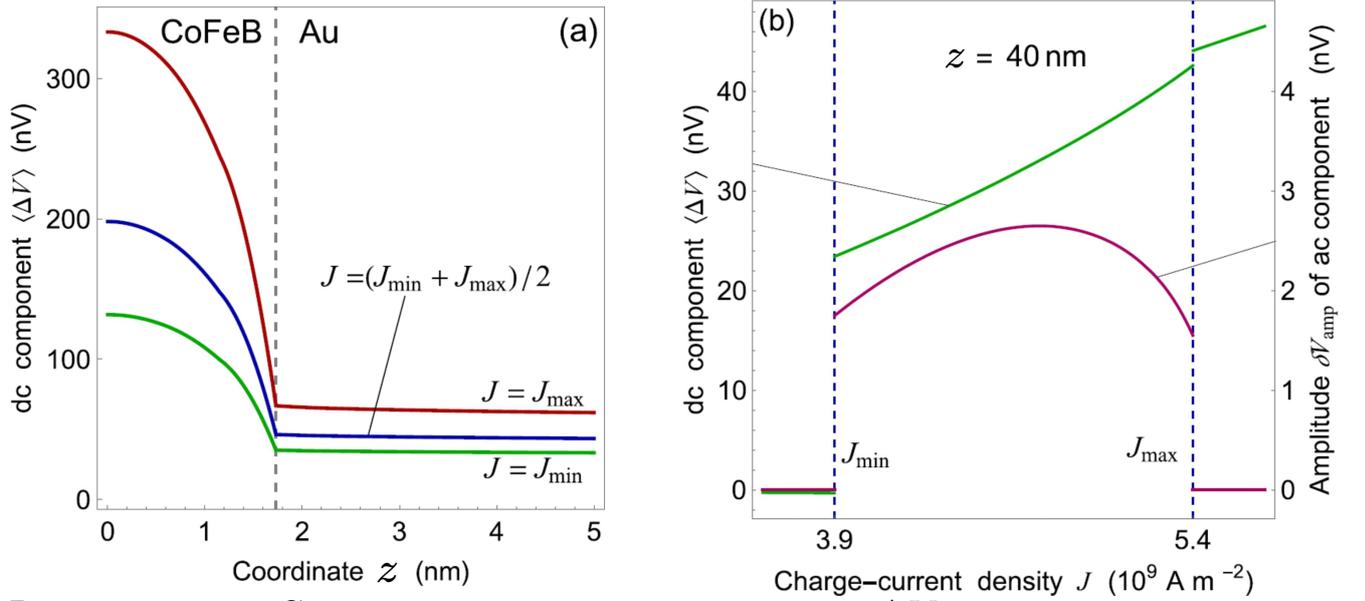


Рисунок 26 — Сигнал поперечного напряжения ΔV , генерируемого в двойном проводящем слое $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{Au}$. (а) Зависимости постоянной компоненты $\langle \Delta V \rangle$ этого сигнала от расстояния z до интерфейса $\text{MgO}|\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$, рассчитанные для разных плотностей туннельного тока, возбуждающих стабильную прецессию намагниченности (а). Зависимости постоянной компоненты $\langle \Delta V \rangle$ и амплитуды δV_{amp} переменной компоненты в точке $z = 40$ нм внутри слоя Au от плотности туннельного тока J_0 .

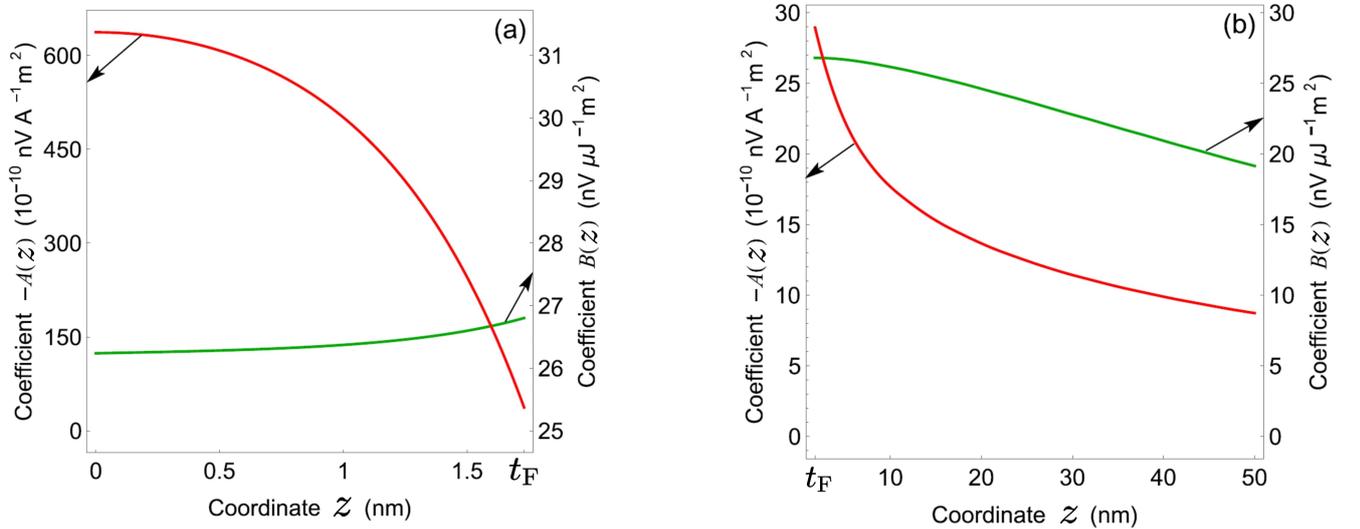


Рисунок 27 — Зависимость коэффициентов A и B , входящих в уравнение (51), от расстояния z до интерфейса $\text{MgO}|\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ в слое $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ (а) и слое Au (б).

$B(z)$, входящие в уравнение (51), по-разному зависят от координаты z (см. Рис. 27), отношение $\Delta V_{\text{ISHE}}/\Delta V_{\text{ANE}}$ значительно меняется вблизи интерфейса $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}|\text{Au}$. Рис. 28 показывает, что это отношение очень мало в слое

$\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$, однако существенно возрастает на интерфейсе $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}|\text{Au}$ и превосходит 5 в слое Au. Следовательно, измерения сигнала напряжения, усредненного по слою $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$, дают информацию об аномальном эффекте Холла, в то время как разница потенциалов $\Delta V(z, t)$ на гранях Au при $z > 25$ нм характеризует действие обратного спинового эффекта Холла.

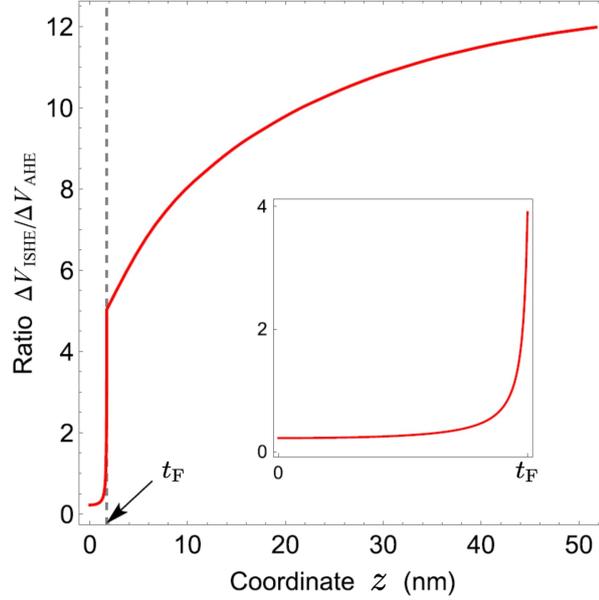


Рисунок 28 — Отношение $\Delta V_{\text{ISHE}}/\Delta V_{\text{AHE}}$, построенное как функция расстояния z до интерфейса $\text{MgO}|\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$. Показанная кривая соответствует плотности туннельного тока $J = 4.72 \times 10^9$ А м⁻², при которой переменная компонента полного спинового тока в слой Au достигает максимума. Вставка показывает изменение $\Delta V_{\text{ISHE}}/\Delta V_{\text{AHE}}$ внутри слоя $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ толщины $t_F = 1.73$ нм.

Рисунок 29 показывает, как постоянная и переменная компоненты сигнала поперечного напряжения ΔV , усредненного по толщине t_F слоя $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$, зависят от плотности электрического тока J . Видно, что представленные кривые похожи на функцию $J_{zy}^{\text{sc}}(J)$, показанную на Рис. 24, которая описывает спиновую инжекцию в слой Au, вызванную спин-поляризованным электрическим током. В то же время Рис. 26 (b) показывает постоянную компоненту $\langle \Delta V \rangle(J)$ и амплитуду гигагерцовой компоненты $\delta V_{\text{amp}}(J)$, рассчитанные при $z = 40$ нм. Важно, что как постоянная, так и переменная составляющие оказываются достаточно большими внутри “окна прецессии” для экспериментального наблюдения. Более того, зависимости $\langle \Delta V \rangle(J)$ и $\delta V_{\text{amp}}(J)$ повторяют форму графиков, изображенных на Рис. 24 и соответствующих плотности J_{zy}^s полного спинового тока, генерируемого на интерфейсе $\text{Au}|\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$, отличаясь

только на постоянный множитель $20.61 \text{ нВ мкДж}^{-1} \text{ м}^2$. Следовательно, измерение ΔV с помощью наноконтактов, расположенных на расстоянии $\delta z \sim \lambda_{\text{sd}}$ от границы ферромагнитного слоя, дает информацию о спиновой инжекции в нормальный металл.

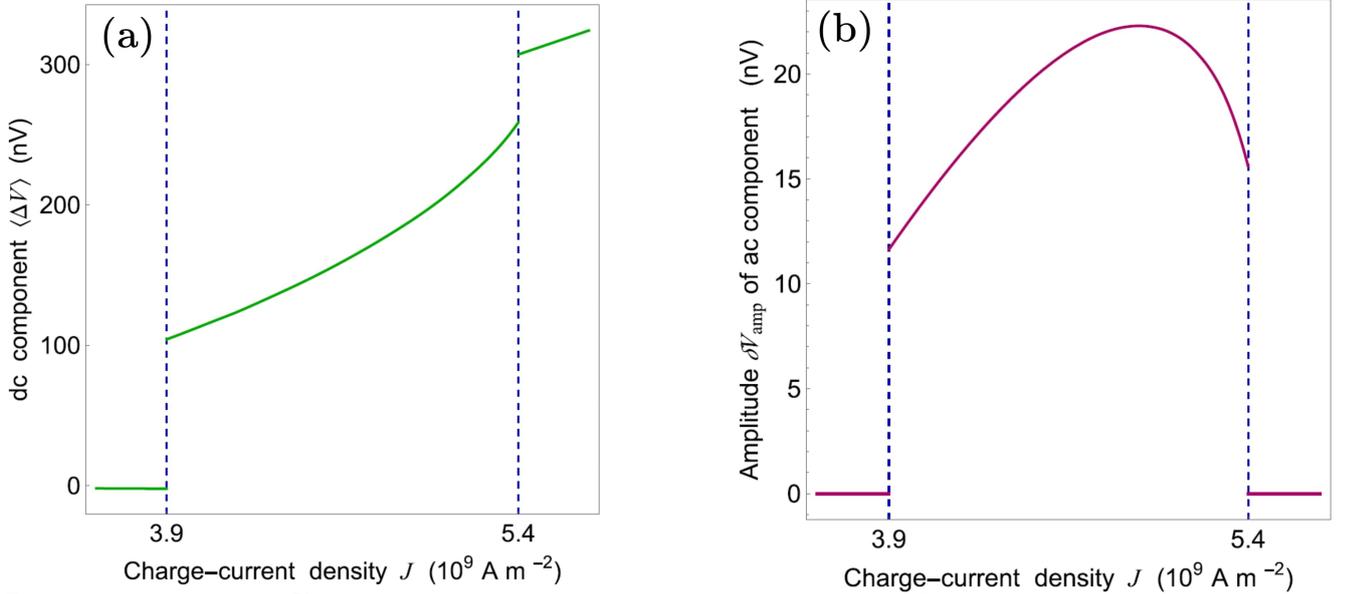


Рисунок 29 — Сигнал поперечного напряжения ΔV , усредненный по слою $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{V}_{20}$, как функция плотности зарядового тока J . Панели (a) и (b) показывают постоянную компоненту $\langle \Delta V \rangle$ и амплитуду δV_{amp} переменной составляющей этого сигнала соответственно.

В этом параграфе мы представили детальное теоретическое исследование спиновой динамики и транспорта заряда в туннельной гетероструктуре $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{V}_{20}/\text{MgO}/\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{V}_{20}/\text{Au}$, подключенной к источнику постоянного тока. В отличие от большинства предшествующих работ, посвященных МТК с коллинеарными намагниченностями электродов, мы рассмотрели случай почти перпендикулярно намагниченных слоев МТК (Рис. 17). Такая необычная конфигурация, являющаяся следствием выбора толщин свободного и фиксированного слоев, обеспечивает сильный спин-перенесенный момент, возбуждаемый при протекании электрического тока между электродами. Учитывая влияние как спин-перенесенного момента, так и ЭМА, связанной с интерфейсом $\text{CoFeV}|\text{MgO}$, мы численно решили уравнение ЛЛГС для намагниченности свободного слоя МТК. Был обнаружен диапазон плотностей туннельного тока, в котором наблюдается стабильная большеугловая прецессия с микроволновой частотой, являющаяся впервые обнаруженным динамическим спин-переориентационным переходом (Рис. 18). Важно, что такой переход происходит при

сравнительно малых плотностях туннельного тока и приводит к прецессии с частотой ~ 1 ГГц и амплитудой $\sim \pi$ стерадиан. Используя результаты, полученные при моделировании динамики намагниченности, мы рассчитали постоянные и переменные компоненты спиновых токов, генерируемых на интерфейсе $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}|\text{Au}$. Учитывалась как спиновая накачка, вызванная прецессией намагниченности, так и спиновая инжекция из-за спиновой поляризации пропускаемого электрического тока. Численные расчеты показали, что МТК $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{MgO}/\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$, возбуждаемый постоянным зарядовым током, может использоваться как электрически управляемый спиновый инжектор с низким энергопотреблением. Наконец, мы рассчитали распределения электрического тока и потенциала в двойном слое $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{Au}$. В расчете методом конечных элементов решалась система уравнений дрейфа-диффузии с учетом обратного спинового и аномального эффектов Холла. В отличие от предшествующих работ мы рассматривали слой немагнитного металла большой толщины, что позволило обнаружить вихреобразные токи внутри Au (Рис. 25). Более того, было найдено, что поперечное напряжение на гранях двойного слоя ферромагнетик/немагнитный металл сильно зависит от расстояния до интерфейса. Расчеты показали, что этот сигнал напряжения в структуре CoFeB/Au достаточно велик для экспериментального обнаружения. Важным результатом является демонстрация того, как пространственное распределение напряжения несет в себе информацию о спиновой инжекции в нормальный металл и аномальном эффекте Холла в свободном магнитном слое.

2.2 Спиновая динамика в туннельной наноструктуре, подключенной к источнику переменного напряжения

Данный параграф посвящен теоретическим результатам, касающимся спиновой динамики в МТК, подключенном к источнику радиочастотного напряжения. Сначала описывается электрически индуцированная прецессия намагниченности в “свободном” слое МТК $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}$ с учетом дополнительного затухания, вызванного спиновой накачкой в прилегающий металл или полупроводник [224]. Расчеты выполнены в приближении макроспина путем численного интегрирования уравнения ЛЛГС. Поскольку генерируемая

прецессией намагниченности спиновая накачка должна усиливаться при увеличении амплитуды V_{\max} переменного напряжения, приложенного к МТК, мы сосредотачиваемся на диапазоне относительно больших V_{\max} , при которых значительную роль играют нелинейные эффекты. Данные о прецессии намагниченности в свободном слое затем используются для расчета спиновой инжекции и накачки в слой Au и полосу GaAs, контактирующие с МТК. Для расчета эффективности предложенного спинового инжектора мы находим электрические токи и распределение потенциала в слое Au, а также распределение спиновой аккумуляции в полоске полупроводника GaAs.

2.2.1 Нелинейная динамика намагниченности в ферромагнитном нанослое, индуцированная радиочастотным напряжением

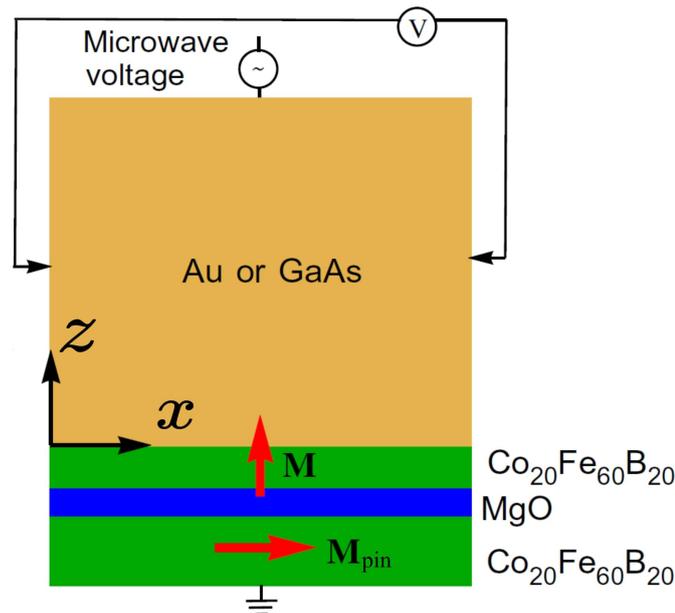


Рисунок 30 — Электрически управляемый спиновый инжектор, включающий в себя МТК, подключенный к источнику радиочастотного напряжения. Информация о спиновой инжекции в верхний слой металла или полупроводника извлекается из измеряемого напряжения V , вызванного обратным спиновым эффектом Холла.

Численное интегрирование уравнения (46) было выполнено с помощью проекционного метода Эйлера с фиксированным шагом по времени $\delta t =$

Таблица 1 — Параметры свободного слоя CoFeB и туннельного контакта CoFeB/MgO/CoFeB, использованные в численном моделировании.

Параметр	Значение	Источник
M_s	$1.13 \times 10^6 \text{ А м}^{-1}$	[227]
α_0	0.01	[228]
K_1	5 кДж м^{-3}	[229]
K_s^0	$-1.3 \times 10^{-3} \text{ Дж м}^{-2}$	[228]
k_s	$31 \text{ фДж В}^{-1} \text{ м}^{-1}$	[8]
G_P	$1.778 \times 10^{10} \text{ См м}^{-2}$	[210]
η	0.577	[228]
p_{FL}	0.53	[230]
U_{IEC}	3.4 мДж м^{-2}	[231]

10 фс. Расчеты производились для свободного слоя в форме прямоугольника с размерами $L_x = 200$ нм и $L_y = 80$ нм и толщиной $t_F = 1.69$ нм, меньшей чем критическая толщина $t_{\text{SRT}} = 1.718$ нм, при которой происходит спин-ориентационный переход при нулевом напряжении между электродами. Размагничивающие факторы свободного слоя N_{ii} , рассчитанные по известной формуле [225], оказались равны $N_{xx} = 0.0131$, $N_{yy} = 0.0336$ и $N_{zz} = 0.9533$ (в нашем случае $N_{xy} = N_{xz} = N_{yz} = 0$). Другие параметры свободного слоя, а также проводимость МТК при толщине слоя MgO $t_{\text{MgO}} = 1$ нм перечислены в Таблице 1. Мы пренебрегали анизотропией, связанной с интерфейсом $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}|\text{Au}(\text{GaAs})$ [226], поскольку ее величина существенно меньше анизотропии на интерфейсе $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}|\text{MgO}$. Удельная энергия обменного взаимодействия между слоями была найдена из соотношения $U_{\text{IEC}} \approx 5.78 \times \exp[-7.43 \times t_{\text{MgO}} \text{ нм}^{-1}] \text{ мДж м}^{-2}$ [207]. Сначала магнитная динамика была рассчитана для свободного слоя $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$, покрытого слоем Au толщиной $t_{\text{Au}} = 200$ нм. Поскольку сопротивление у золота значительно меньше, чем у МТК, мы пренебрегали падением напряжения на слое Au. Ток смещения $I_C = CdV_{\text{ac}}/dt$, пропорциональный емкости контакта $C = \epsilon_0 \epsilon_{\text{MgO}} A/t_{\text{MgO}}$ (где A это площадь МТК, а $\epsilon_{\text{MgO}} = 9.8$ это диэлектрическая проницаемость MgO [232]), был найден пренебрежимо малым по сравнению с туннельным током $I_{\text{tun}} \geq G_{\text{AP}} A V_{\text{ac}}$, потому что отношение $2\pi f C / (G_{\text{AP}} A)$ не превышает 10% даже при наибольшей из рассматриваемых частот $f = 1.7$ ГГц. Из-за

высокой теплопроводности золота мы также пренебрегли вызванным радиочастотным током нагреванием свободного слоя, которое может привести к возникновению значительных тепловых вращающих моментов в гетероструктуре CoFeB/MgO/FeB/MgO [233].

Для расчета спиновой проводимости на смешение $g_{\uparrow\downarrow}^r$ интерфейса $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}|\text{Au}$ мы использовали теоретические оценки для интерфейса $\text{Fe}|\text{Au}$ [234]. Взяв значение $\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r] = 1.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-2}$, мы получаем из уравнения (48) значение полного параметра затухания Гилберта $\alpha = 0.019$. Поскольку величиной $\text{Im}[g_{\uparrow\downarrow}^r]$ можно пренебречь при рассматриваемых толщинах свободного слоя $t_f = 1.69 \text{ нм}$, которые много больше моноатомных размеров, допущение $\gamma \approx \gamma_0$ выполнялось с хорошей точностью. Стоит отметить, что обратный спиновый поток, направленный в свободный слой и вызванный спиновой аккумуляцией вблизи интерфейса, уменьшает эффективное магнитное затухание α [235]. Тем не менее, этот эффект лишь увеличивает амплитуду колебаний намагниченности и может не рассматриваться в первом приближении при $t_{\text{Au}} = 200 \text{ нм}$, что значительно больше спин-диффузионной длины $\lambda_{\text{sd}} = 35 \text{ нм}$ в Au [236].

Целью численных расчетов было определение зависимости амплитуды прецессии намагниченности от частоты приложенного к МТК напряжения при разных амплитудах V_{max} этого напряжения. В качестве амплитуды прецессии была использована величина размаха $\Delta m_x = m_x^{\text{max}} - m_x^{\text{min}}$ скалярного произведения $\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}_{\text{pin}}$, которое определяет проводимость МТК $G = G_P(1 + \eta^2 \mathbf{m} \cdot \mathbf{m}_{\text{pin}})/(1 + \eta^2)$. Было найдено, что при относительно маленьких напряжениях $V_{\text{max}} \leq 20 \text{ мВ}$ зависимость $\Delta m_x(f)$ представляет собой ярко выраженный симметричный пик при частоте ферромагнитного резонанса $f_{\text{res}} \simeq 1.33 \text{ ГГц}$, а также несколько меньших пиков при частотах $f_n = f_{\text{res}}/n$ ($n = 2, 3, 4, \dots$). При увеличении напряжения V_{max} все пики растут, постепенно теряя симметрию и сдвигаясь в область меньших частот $f_{\text{res}}(V_{\text{max}})$ и $f_n(V_{\text{max}}) \neq f_{\text{res}}(V_{\text{max}})/n$ [Рис. 31 (a)]. Важно отметить, что зависимость $\Delta m_x(f)$ испытывает разрыв при частоте резонанса f_{res} главного пика при критической амплитуде $V_{\text{max}} = V_{\text{th}} \approx 205 \text{ мВ}$ [см. Рис. 31 (b)]. При увеличении V_{max} до 600 мВ похожие разрывы происходят и при частотах f_n вторичных пиков [Рис. 31 (c)].

Необычный вид амплитудно-частотных характеристик намагниченности свободного слоя, проявляющийся при $V_{\text{max}} > V_{\text{th}}$, полностью обусловлены

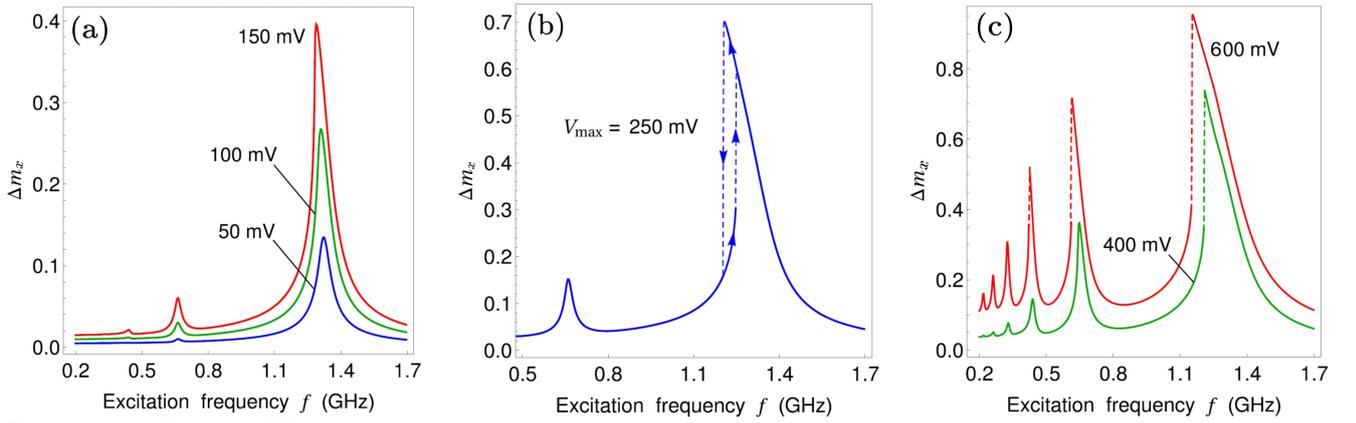


Рисунок 31 — Частотные зависимости амплитуды прецессии намагниченности в свободном слое CoFeB, покрытом Au, рассчитанные при разных амплитудах V_{\max} радиочастотного напряжения, приложенного к МТК. Каждая новая симуляция начинается со стабильной прецессии, установившейся в ходе предыдущей симуляции, выполненной для немного отличающейся частоты. Графики показывают размах Δm_x скалярного произведения $\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}_{\text{pin}}$. Амплитуды напряжения V_{\max} отмечены на графиках. Панели (a) и (b) показывают $\Delta m_x(f)$ для случаев как увеличения частоты f , так и ее уменьшения, в то время как панель (c) показывает результаты только для случая роста частоты.

нелинейностью профиля магнитной энергии $\Delta F(\mathbf{m})$, определенного в уравнении (47). Действительно, когда динамику намагниченности возбуждает только спин-перенесенный момент, а эффективное поле \mathbf{H}_{eff} фиксировано по величине и направлению, численные расчеты показывают стандартную форму кривой $\Delta m_x(f)$, представляющую собой единственный симметричный пик при соответствующей резонансной частоте. Более того, искаженная форма гистерезисного пика на Рис. 31 (b) может быть объяснена при анализе эффективного поля \mathbf{H}_{eff} , входящего в уравнение (46). В первом приближении перпендикулярная плоскости слоя компонента \mathbf{H}_{eff} может быть записана как

$$H_z^{\text{eff}} = - \left(\frac{2K_s}{\mu_0 M_s t_{\text{pin}}} + M_s N_{zz} \right) m_z, \quad (52)$$

где сумма в скобках отрицательна из-за превалирования перпендикулярной анизотропии, связанной с интерфейсом CoFeB|MgO. Когда частота прецессии приближается к резонансной частоте f_{res} снизу, размах прецессии $\Delta m_x(f)$ растет, что уменьшает среднюю величину направляющего косинуса $\langle m_z \rangle$ прецессирующей намагниченности. Отсюда следует, что согласно уравнению (52) среднее эффективное поле $\langle H_z^{\text{eff}} \rangle$ падает, что ведет к уменьшению резонансной

частоты f_{res} большеугловой прецессии. В результате амплитуда прецессии увеличивается еще больше, и в конце концов попадает на устойчивую правую ветку резонансной кривой при некоторой частоте f_{up} . С другой стороны, когда частота возбуждающего сигнала уменьшается до f_{res} сверху, сопутствующий этому рост $\Delta m_x(f)$ и уменьшение $\langle m_z \rangle$ уменьшают резонансную частоту. Это приводит к растягиванию правой ветви резонансной кривой до частот ниже f_{up} , но амплитуда прецессии резко падает при $f_{\text{down}} < f_{\text{up}}$ на левую устойчивую ветвь, потому что малое уменьшение f_{res} не может компенсировать дальнейшее уменьшение частоты f возбуждающего сигнала. Выше сказанные рассуждения объясняют гистерезис $\Delta m_x(f)$ и положение резонанса на оси частот.

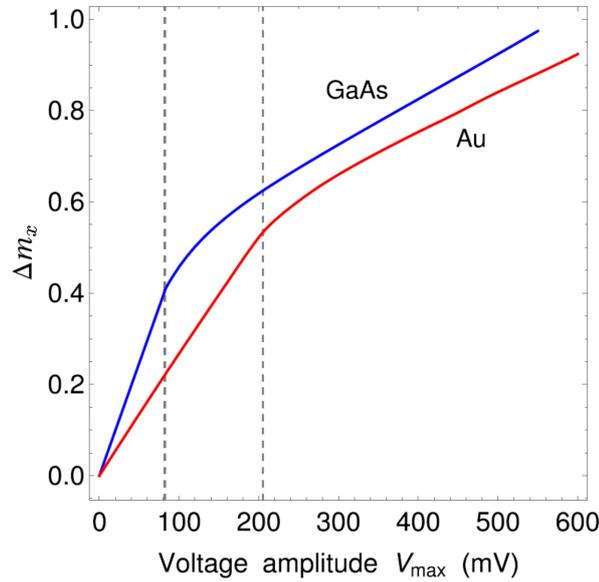


Рисунок 32 — Высота $\Delta m_x(f_{\text{res}})$ главного пика на амплитудно-частотной характеристике прецессии намагниченности, построенная как функция амплитуды напряжения V_{max} . Красная и синяя кривые соответствуют результатам, полученным для слоя CoFeB, покрытого металлом Au и полупроводником GaAs соответственно. Вертикальная пунктирная линия показывает критическое напряжение V_{th} .

Изменение формы главного пика, которое мы обнаружили в случае большеугловой прецессии намагниченности в слое CoFeB с перпендикулярной магнитной анизотропией, характеризует поведение осциллятора Дуффинга со смягчающей нелинейностью [237]. Подобный эффект наклона резонансной кривой наблюдался ранее при возбуждении магнитной динамики в мультислоях Co/Ni путем генерации радиочастотного спин-перенесенного момента [238]. Тем не менее, такие мультислои обнаруживали упрочняющую нелинейность из-за условия $H_z^{\text{eff}}/m_z < 0$, вызванного превашированием анизотропии формы над

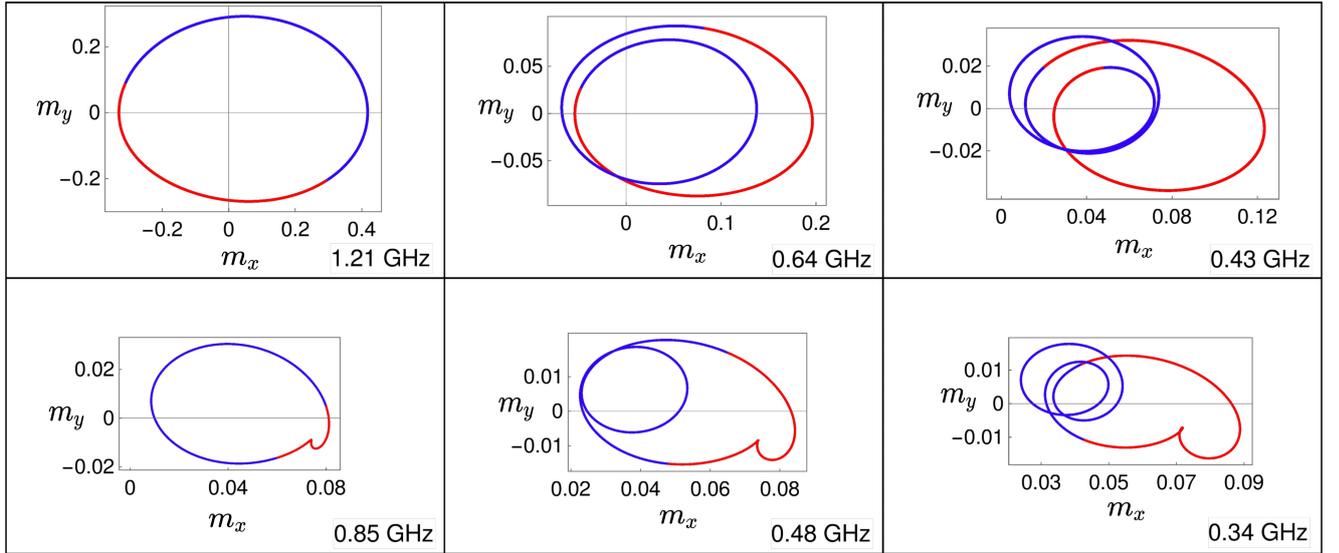


Рисунок 33 — Траектории конца вектора намагниченности \mathbf{m} , прецессирующей в слое CoFeB, покрытом золотом. Кривые показывают проекции этих траекторий на плоскость (x, y) , параллельную поверхности CoFeB. Траектории рассчитаны при разных частотах f приложенного радиочастотного напряжения V_{ac} с амплитудой $V_{max} = 400$ мВ. Верхний ряд показывает траектории, рассчитанные при частотах возбуждения f_{res} и f_n ($n = 2, 3$), соответствующих пикам $\Delta m_x(f)$, в то время как нижний ряд соответствует частотам, находящимся между f_{res} , f_2 и f_3 . Положительные и отрицательные значения приложенного напряжения $V_{ac}(t)$ отмечены красным и синим цветом соответственно.

перпендикулярной анизотропией. В этом случае резонансная кривая должна иметь разрыв справа, что согласуется с экспериментальными результатами [238] и теоретическими расчетами [239]. Стоит отметить, что наклон резонансной кривой отсутствует при возбуждении прецессии намагниченности радиочастотным током в слоях, намагниченном внешним полем в плоскости [239]. Наша модель объясняет малостью средней величины направляющего косинуса m_z , являющейся характеристикой амплитуды такой прецессии. Действительно, согласно уравнению (52) средняя величина перпендикулярного плоскости поля H_z^{eff} меняется незначительно при увеличении амплитуды прецессии, в то время как компоненты H_x^{eff} и H_y^{eff} пренебрежимо малы из-за близости к нулю размагничивающих факторов N_{xx} и N_{yy} . Таким образом, среднее эффективное поле $\langle \mathbf{H}_{eff} \rangle$ остается почти постоянным, и наклона резонансной кривой не происходит.

Рисунок 32 показывает высоту главного пика $\Delta m_x(f_{res})$, наблюдающегося при возрастании частоты f , как функцию амплитуды напряжения V_{max} . При $V_{max} < V_{th}$ высота пика линейно возрастает с V_{max} , однако при более высоких

напряжениях зависимость $\Delta m_x(f_{\text{res}})$ становится нелинейной, что сопровождается значительным изменением частотной зависимости $\Delta m_x(f)$ при превышении V_{th} . При этом $\Delta m_x(f_{\text{res}})$ продолжает возрастать с напряжением даже при достижении $V_{\text{max}} = 600$ мВ, что обуславливается сильным спин-перенесенным моментом, действующим на намагниченность свободного слоя в туннельной структуре с выбранной нами толщиной барьера $t_{\text{MgO}} = 1$ нм. Такое поведение отличается от зависимости амплитуды прецессии от напряжения в МТК $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{MgO}/\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$ с толщиной слоя MgO 2 нм [240], где происходит насыщение при $V_{\text{max}} \sim 300$ мВ из-за пренебрежимо малого спин-перенесенного момента при такой t_{MgO} . Стоит отметить, что в диапазоне малых напряжений $V_{\text{max}} \ll V_{\text{th}}$, результаты численных расчетов согласуются с полученными аналитически путем решения линеаризованного уравнения ЛЛГС, что подтверждает достоверность результатов моделирования.

Для выяснения первопричины вторичных пиков мы определили траектории конца вектора намагниченности \mathbf{m} при стабильной прецессии, возбуждаемой на разных частотах напряжением с амплитудой $V_{\text{max}} = 400$ мВ. Рисунок 33 показывает проекции этих траекторий на плоскость (x, y) , которые наблюдаются при частотах f_{res} и f_n ($n = 2, 3$), соответствующих пикам $\Delta m_x(f)$, а также при частотах, располагающихся между f_{res} , f_2 и f_3 . Видно, что при $f = f_n$ намагниченность делает n полных оборотов вокруг положения равновесия за один период $1/f_n$ колебаний напряжения. Поскольку $f_n \approx f_{\text{res}}/n$, средний период вынужденной прецессии намагниченности оказывается близок к периоду $1/f_{\text{res}}$ свободных колебаний, что объясняет увеличение амплитуды колебаний при частотах f_n . Очевидно, это условие не может быть выполнено при частотах возбуждения, значительно отличающихся от f_{res}/n . Важно отметить, что описанные вторичные пики являются проявлением параметрического резонанса [241], который вызван периодическим изменением собственной частоты колебаний. Из-за ЭМА приложение радиочастотного напряжения меняет величину эффективного поля $|\mathbf{H}_{\text{eff}}|$, которое определяет собственную частоту свободных колебаний намагниченности. Следовательно, вторичные пики обусловлены присутствием в структуре ЭМА. Стоит также отметить, что ЭМА вносит существенный вклад в увеличение высоты главного резонансного пика. Дополнительные расчеты показали, что при приложении малых напряжений $V_{\text{max}} < 20$ мВ, высота этого пика уменьшается почти в 2 раз при игнорировании ЭМА. Этот результат демонстрирует равноценность вращающего момента

ЭМА и спин-перенесенного момента при малых амплитудах V_{\max} . Тем не менее, при увеличении V_{\max} вклад ЭМА уменьшается, что объясняется уменьшением среднего значения направляющего косинуса m_z . Таким образом, рост главного пика при напряжениях $V_{\max} > 200$ мВ происходит почти полностью благодаря спин-перенесенному моменту.

Подобные частотные и амплитудные зависимости были получены для свободного слоя $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}$, покрытого слоем GaAs. Поскольку спиновая проводимость на смещение $g_{\uparrow\downarrow}^r$ интерфейса $\text{CoFeB}|\text{GaAs}$ мала по сравнению со случаем $\text{CoFeB}|\text{Au}$ [242], влиянием спиновой накачки на параметры γ и α , входящие в уравнение (46), можно пренебречь. Следовательно, параметр затухания Гилберта становится меньше ($\alpha = 0.01$), что ведет к росту пиков $\Delta m_x(f)$ в свободном слое, покрытом GaAs. Зависимость высоты главного пика $\Delta m_x(f_{\text{res}})$ от амплитуды напряжения показана на Рис. 32. Несмотря на то что кривая качественно похожа на рассчитанную для $\text{Co}_{20}\text{Fe}_{60}\text{B}_{20}/\text{Au}$, она отличается большими значениями $\Delta m_x(f_{\text{res}})$ и меньшим пороговым напряжением $V_{\text{th}} \approx 82$ мВ.

В заключение этого параграфа отметим, что магнитная динамика, генерируемая радиочастотным напряжением, существенно отличается от динамики, возбуждаемой постоянным электрическим током, текущим через МТК [243]. Действительно, переменное напряжение индуцирует вынужденные колебания намагниченности, зависящие от частоты возбуждающего сигнала, в то время как постоянный туннельный ток приводит к автоколебаниям намагниченности с частотой, определяемой плотностью пропускаемого тока. Как следствие, амплитуда генерируемой гигагерцовым напряжением прецессии имеет необычную зависимость от частоты, содержащую дополнительные пики (Рис. 31). Частота автоколебаний, напротив, обнаруживает лишь монотонный рост в “окне прецессии”, а зависимость амплитуды прецессии от плотности туннельного тока имеет в этом окне широкий максимум [243].

2.2.2 Электрически возбуждаемый спиновый наноинжектор

Используя данные о магнитной динамике, полученные в ходе моделирования, мы рассчитали спиновый ток, втекающий в слой Au вблизи интерфейса со

свободным слоем. В нашем случае этот ток представляет собой сумму двух составляющих, вызванных спиновой накачкой из-за прецессии намагниченности, и электрической спиновой инжекции, обусловленной спиновой поляризацией зарядового тока. Для расчета спиновой накачки было использовано экспериментально измеренное значение спиновой проводимости на смешение $\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r] = 1.2 \times 10^{19} \text{ м}^{-2}$ [204].

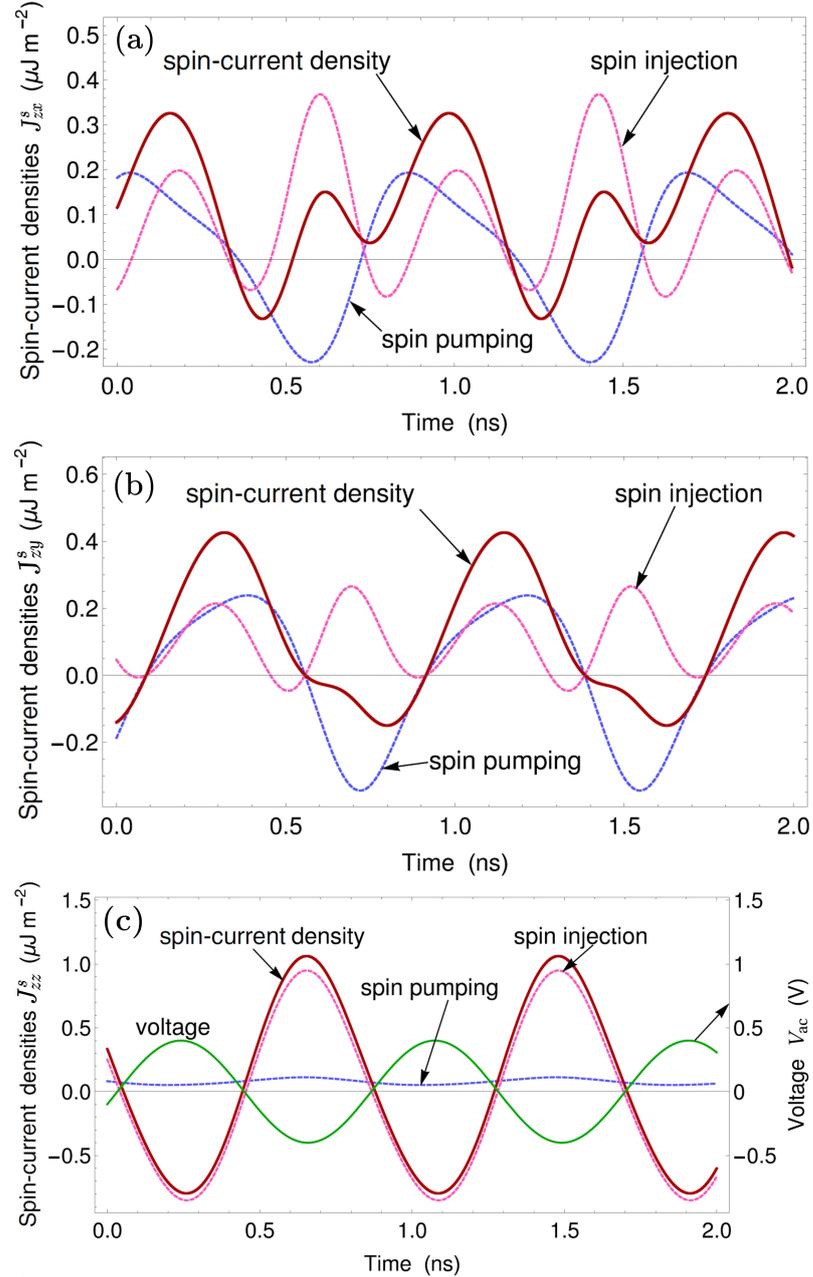


Рисунок 34 — Временные зависимости плотности полного спинового тока J_{zx}^s (a), J_{zy}^s (b) и J_{zz}^s (c), генерируемые на интерфейсе Au/CoFeB радиочастотным напряжением с частотой $f_{\text{res}} = 1.2$ ГГц и амплитудой $V_{\text{max}} = 400$ мВ. Вклады спин-поляризованного зарядового тока и спиновой накачки показаны розовыми и синими кривыми соответственно.

Полученные результаты представлены в виде временных зависимостей плотности спинового тока $\mathbf{J} = \mathbf{J}_{\text{sp}} + \mathbf{J}_{\text{si}}$ (Рис. 34). Поскольку спиновый ток течет в нашей системе отсчета (Рис. 30) вдоль оси z , единственные ненулевые элементы тензора \mathbf{J}_s это J_{zk}^s ($k = x, y, z$). Рисунок 34 показывает, что при рассматриваемой амплитуде напряжения $V_{\text{max}} = 400$ мВ $J_{zx}^s(t)$ и $J_{zy}^s(t)$ меняются во времени не гармонически, в то время как $J_{zz}^s(t)$ обладает почти синусоидальной зависимостью от времени. При сравнении вкладов спиновой накачки и электрической спиновой инжекции можно заметить, что размах $J_{zx}^{\text{sp}}(t)$ почти такой же, как у $J_{zx}^{\text{si}}(t)$, в то время как размах $J_{zz}^{\text{sp}}(t)$ значительно больше, чем у $J_{zz}^{\text{si}}(t)$. И напротив, размах $J_{zz}^{\text{si}}(t)$ существенно больше сигнала $J_{zz}^{\text{sp}}(t)$, который не меняет знак и слабо меняется во времени (Рис. 34).

Таблица 2 — Переменные и постоянные компоненты плотностей спиновых токов, построенных на Рис. 34. Значения приведены в единицах мкДж м⁻².

k	переменные компоненты			постоянные компоненты		
	J_{zk}^{sp}	J_{zk}^{si}	J_{zk}^s	J_{zk}^{sp}	J_{zk}^{si}	J_{zk}^s
x	0.42	0.45	0.46	0.02	0.10	0.12
y	0.58	0.31	0.58	0.02	0.10	0.12
z	0.06	1.80	1.86	0.08	-0.07	0.01

Размах ΔJ_{zk}^s характеризует переменную компоненту плотности спинового тока $J_{zk}^s(t)$, а постоянная компонента $\langle J_{zk}^s \rangle$ может быть вычислена как среднее значение $J_{zk}^s(t)$ за период $1/f$ приложенного напряжения. Заметим, что $J_{zx}^{\text{si}}(t)$ и $J_{zy}^{\text{si}}(t)$ колеблются с удвоенной частотой $2f$, потому что направляющие косинусы $m_x(t)$ и $m_y(t)$ намагниченности, входящие в выражение для электрической спиновой инжекции, значительно меняются во времени (Рис. 33). Численные расчеты показали, что спиновая инжекция $J_{zy}^{\text{si}}(t)$ оказывает слабое влияние на переменную компоненту полного спинового тока $J_{zy}^s(t)$. Таким образом, переменная составляющая $J_{zy}^s(t)$ практически полностью определяется $J_{zy}^{\text{sp}}(t)$ и поэтому является характеристикой мощности прецессии намагниченности. Кроме того, постоянная компонента $J_{zy}^{\text{sp}}(t)$ практически равна нулю, поэтому $J_{zy}^s(t)$ почти совпадает с электрической инжекцией. Численные значения переменных и постоянных компонент плотностей спинового тока, построенных на Рис. 34, перечислены в Таблице 2. Важно отметить, что переменная компонента полного

спинового тока часто не равна сумме соответствующих компонент спиновой накачки и инжекции, что объясняется наличием разности фаз между этими сигналами (см. Рис. 34).

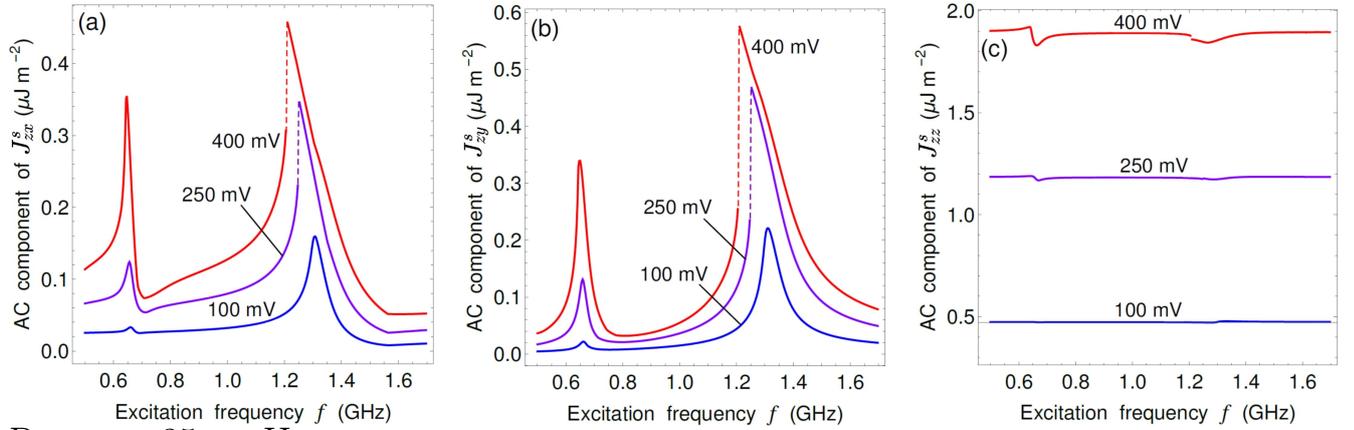


Рисунок 35 — Частотные зависимости плотностей переменных компонент спинового тока J_{zx}^s (a), J_{zy}^s (b) и J_{zz}^s (c), генерируемого на интерфейсе Au|CoFeV радиочастотным напряжением с амплитудой V_{\max} , показанной на графиках.

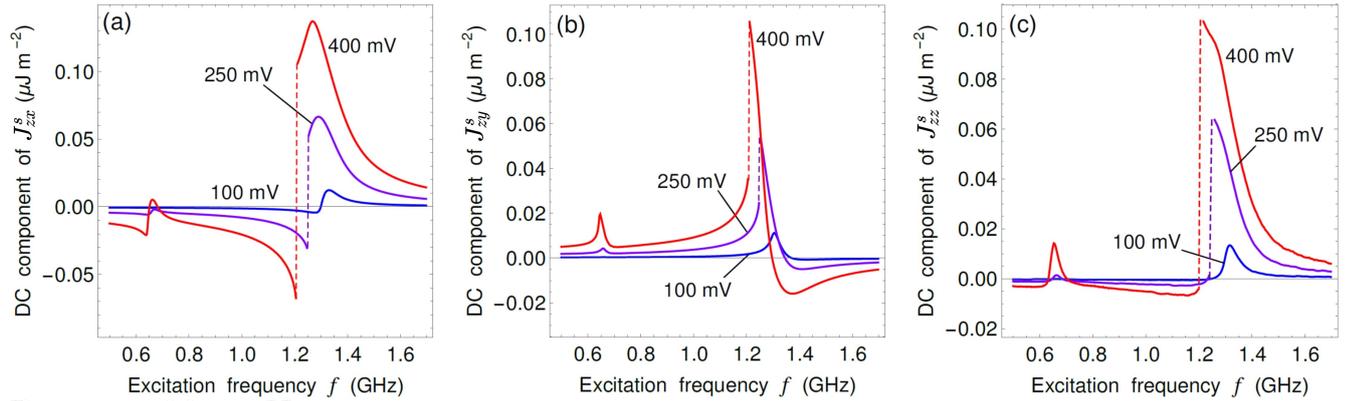


Рисунок 36 — Частотные зависимости плотностей постоянных компонент спинового тока J_{zx}^s (a), J_{zy}^s (b) и J_{zz}^s (c), генерируемого на интерфейсе Au|CoFeV радиочастотным напряжением с амплитудой V_{\max} , показанной на графиках.

Рисунок 35 показывает зависимости переменных компонент сигналов ΔJ_{zx}^s , ΔJ_{zy}^s и ΔJ_{zz}^s от частоты возбуждающего напряжения f близи резонансной частоты f_{res} прецессии намагниченности. Видно, что ΔJ_{zx}^s и ΔJ_{zy}^s обнаруживают резкий пик при f_{res} , в то время как ΔJ_{zz}^s сравнительно слабо зависит от частоты. Важно отметить, что дополнительный пик ΔJ_{zx}^s и ΔJ_{zy}^s , соответствующий частоте $f \approx f_{\text{res}}/2$, стремительно растет при увеличении амплитуды напряжения V_{\max} и становится сравнимым по величине с основным пиком при $V_{\max} \geq 400$ мВ. Постоянные компоненты $\langle J_{zk}^s \rangle$ напротив, обнаруживают пики только вблизи f_{res} (см. Рис. 36). Для иллюстрации влияния амплитуды напряжения V_{\max} на плотность спинового тока, генерируемого на интерфейсе

CoFeB|Au, мы рассчитали зависимости величин $\Delta J_{zy}^s(V_{\max})$ и $\langle J_{zy}^s \rangle(V_{\max})$ при зависящей от напряжения резонансной частоте $f_{\text{res}}(V_{\max})$ (Рис. 37). Ниже критической амплитуды $V_{\text{th}} \approx 205$ мВ переменная компонента зависит от V_{\max} почти линейно, в то время как постоянная компонента $\langle J_{zy}^s \rangle \sim V_{\max}^2$. При более высоких амплитудах напряжения как ΔJ_{zy}^s , так и $\langle J_{zy}^s \rangle$ испытывают более слабый рост, чем можно было ожидать исходя из участка $V_{\max} < V_{\text{th}}$. Тем не менее, при $V_{\max} = 600$ мВ обе компоненты плотности спинового тока достигают значительно увеличенных величин 0.7 и 0.2 мкДж м⁻² соответственно. Стоит отметить, что эти значения сильно отличаются от плотностей спиновых токов $\Delta J_{zy}^s \sim 0.1$ мкДж м⁻² и $\langle J_{zy}^s \rangle \sim 2$ мкДж м⁻², генерируемых МТК Co₂₀Fe₆₀B₂₀/MgO/Co₂₀Fe₆₀B₂₀, возбуждаемым постоянным электрическим током [243]. Следовательно, предложенный инжектор на переменном напряжении генерирует переменный спиновый ток значительно более эффективно, чем спиновый инжектор на постоянном токе, описанный в параграфе 2.1.2. В то же время, спиновый инжектор на постоянном токе создает бóльшую плотность постоянного спинового тока в нормальный металл. Кроме того, такой спиновый инжектор лучше настраивается, поскольку диапазон его рабочих частот на порядок больше, чем для спинового инжектора на постоянном токе, функционирующего лишь в малом интервале частот. Важно, что спиновый инжектор, управляемый гигагерцовым напряжением, позволяет умножать частоту входного сигнала, преобразуя его в выходной спиновый сигнал, величина которого очень чувствительна как к частоте, так и к амплитуде приложенного напряжения (Рис. 35 и 36).

Плотности спинового тока J_{zk}^s , показанные на Рис. 34-37, частично подавляются на интерфейсе из-за обратного спинового потока \mathbf{J}_{sb} . При этом произведение $\mathbf{e}_n \cdot \mathbf{J}_{\text{sb}}$ содержит параллельные и перпендикулярные намагниченности \mathbf{m} компоненты, которые созданы электрической спиновой инжекцией и спиновой накачкой соответственно. Численные оценки показывают, что проблема рассогласования электропроводностей не проявляется в случае интерфейса CoFeB|Au. Следовательно, обратный поток компоненты спина, коллинеарной намагниченности \mathbf{m} , незначителен в нашем случае по сравнению с \mathbf{J}_{si} . Поток же компоненты спина, перпендикулярной \mathbf{m} , существенно уменьшает спиновую накачку. Чтобы рассчитать реальную плотность спинового тока $\mathbf{J}_{\text{Au}}(z)$ в Au, мы решили уравнение спиновой диффузии с подходящими граничными

условиями. На границе $z = t_{\text{Au}}$ поддерживался нулевой спиновый поток в направлении оси z . Граничное условие на интерфейсе записывается как $\mathbf{e}_n \cdot \mathbf{J}_{\text{Au}} = \mathbf{e}_n \cdot \mathbf{J}^{\text{si}} + \mathbf{e}_n \cdot \mathbf{J}^{\text{sp}} - \text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r] \boldsymbol{\mu}_s / 4\pi$ [244], где $\boldsymbol{\mu}_s$ это спиновая аккумуляция в Au вблизи интерфейса. Стоит отметить, что в нашем случае $\boldsymbol{\mu}_s = 2k_B T (N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) / (N_{\uparrow} + N_{\downarrow})$, где N_{\uparrow} и N_{\downarrow} это плотности состояний со спином “вверх” и “вниз” в золоте на уровне Ферми. Использование спиновой аккумуляции позволяет выразить плотность потока спиновой диффузии в Au как $\mathbf{J}_{\text{Au}} = -[\sigma_{\text{Au}} \hbar / (4e^2)] \partial \boldsymbol{\mu}_s / \partial \mathbf{r}$ [245], где σ_{Au} это удельная электропроводность Au. Решение уравнения диффузии в адиабатическом приближении [245] дает аналитическое соотношение

$$\mathbf{J}_{\text{Au}}(z) = \frac{\sinh[(t_{\text{Au}} - z)/\lambda_{\text{sd}}]}{\sinh[t_{\text{Au}}/\lambda_{\text{sd}}]} \left[\mathbf{J}_{\text{si}} + \mathbf{J}_{\text{sp}} \left(1 + \text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r] \frac{\lambda_{\text{sd}} e^2}{\pi \sigma_{\text{Au}} \hbar} \coth \frac{t_{\text{Au}}}{\lambda_{\text{sd}}} \right)^{-1} \right], \quad (53)$$

которое описывает, как плотность спинового тока \mathbf{J}_{Au} затухает с расстоянием z от интерфейса CoFeB|Au из-за спиновой релаксации и диффузии. Уравнение (53) похоже на формулу, представленную в работе [236], однако отличается плотностью спинового тока на интерфейсе $\mathbf{J}_{\text{si}} + \mathbf{J}_{\text{sp}} \beta$, где β это фактор обратного потока спина. С использованием значения $\sigma_{\text{Au}} = 4.5 \times 10^7 \text{ См м}^{-1}$ [246] мы получаем $\beta \approx 0.6$, поэтому реальная спиновая накачка оказывается меньше \mathbf{J}_{sp} на примерно 40%.

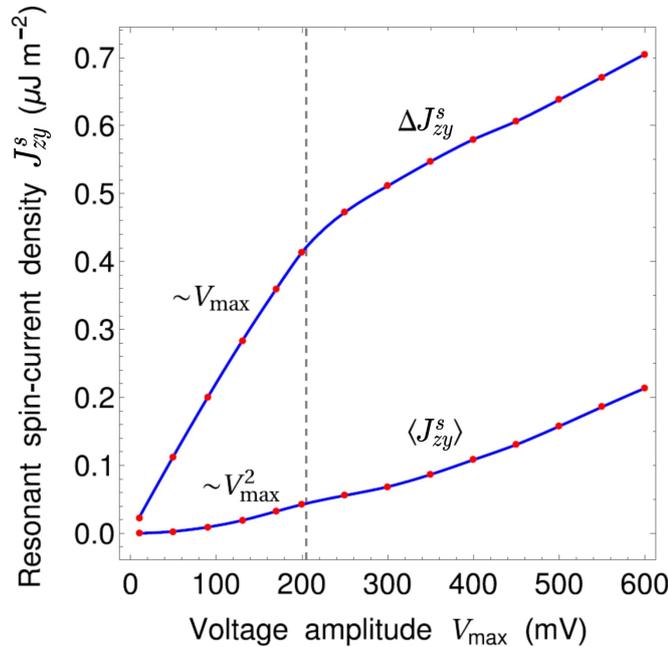


Рисунок 37 — Зависимости переменной ΔJ_{zy}^s и постоянной компоненты $\langle \Delta J_{zy}^s \rangle$ плотности спинового тока J_{zy}^s от амплитуды напряжения V_{max} . Значения спиновых токов были рассчитаны при резонансной частоте $f_{\text{res}}(V_{\text{max}})$. Вертикальная пунктирная линия показывает пороговое напряжение V_{th} .

Наши теоретические результаты показывают, что МТК CoFeB/MgO/CoFeB, подключенный к источнику переменного напряжения, может быть использован в качестве эффективного спинового инжектора в нормальные металлы. Поскольку из-за обратного спинового эффекта Холла спиновый ток генерирует поперечный зарядовый ток, эффективность спиновой инжекции может быть измерена электрическими методами [247]. Как и в параграфе 2.1.2, мы рассчитали распределение электрического тока $\mathbf{J}_c(\mathbf{r}, t)$ и потенциала $\varphi(\mathbf{r}, t)$ в слое Au в квазистационарном приближении. Поскольку вклад обратного спинового эффекта Холла \mathbf{J}_{ISHE} в плотность тока \mathbf{J}_c пропорционален векторному произведению спиновой аккумуляции $\boldsymbol{\mu}$ и единичного вектора \mathbf{e}_s , направленного параллельно потоку спина [248], компонента J_{zz}^{Au} тензора плотности спинового тока \mathbf{J}_{Au} не влияет на \mathbf{J}_{ISHE} и может не рассматриваться. Более того, компоненты J_{zx}^{Au} и J_{zy}^{Au} дают вклад только в J_{ISHE}^y и J_{ISHE}^x соответственно. Ограничиваясь поиском распределения зарядового тока в плоскости (x, z) , а значит, поперечного напряжения $V_x(z) = \varphi(x = L_x, z) - \varphi(x = 0, z)$ между гранями слоя Au (Рис. 17), мы также можем исключить из рассмотрения J_{zx}^{Au} . Соответствующая проекция J_x^{ISHE} плотности тока, генерируемого из-за обратного спинового эффекта Холла, равна $J_x^{\text{ISHE}}(x) = \alpha_{\text{SH}}(2e/\hbar)J_{zy}^{\text{Au}}(z)$, где $\alpha_{\text{SH}} = 0.0035$ это спиновый угол Холла Au [236].

Плотность полного зарядового тока \mathbf{J}_c , текущего в слое Au, является суммой вкладов от обратного спинового эффекта Холла \mathbf{J}_{ISHE} и дрейфа $\mathbf{J}_{\text{drift}} = -\sigma_{\text{Au}}\nabla\varphi$. Для расчета электрического потенциала $\varphi(\mathbf{r}, t)$ решалось уравнение Лапласа $\nabla^2\varphi = 0$ с физически обоснованными граничными условиями. А именно, плотность электрического тока J_z^c на интерфейсе CoFeB|Au ($z = 0$) равнялась плотности туннельного тока $J_c = GV_{\text{ac}}$, которая считалась однородной из-за малого влияния аномального эффекта Холла в слое CoFeB на поперечное напряжение $V_x(z)$ (см. параграф 2.1.2). Чтобы выполнялось уравнение непрерывности для заряда, такое же граничное условие было наложено на другую грань Au при $z = t_{\text{Au}}$. На боковых гранях при $x = 0$ и $x = L_x$ слоя золота плотность полного зарядового тока J_x^c должна быть нулевой, что дает $\sigma_{\text{Au}}\partial\varphi/\partial x = J_x^{\text{ISHE}}$, где J_x^{ISHE} прямо пропорционально плотности спинового тока в уравнении (53). Отметим, что из-за этого условия поперечное напряжение $V_x(z, t)$ в каждый момент времени представляет собой линейную комбинацию плотностей токов $J_{zy}^{\text{sp}}(t)$ и $J_{zy}^{\text{si}}(t)$, показанных на Рис. 34. С учетом соотношений $\Delta(J_{zy}^{\text{si}} + J_{zy}^{\text{sp}}) \approx \Delta J_{zy}^{\text{sp}}$ и $\langle J_{zy}^{\text{si}} + J_{zy}^{\text{sp}} \rangle \approx \langle J_{zy}^{\text{si}} \rangle$ мы приходим к выводу, что переменная

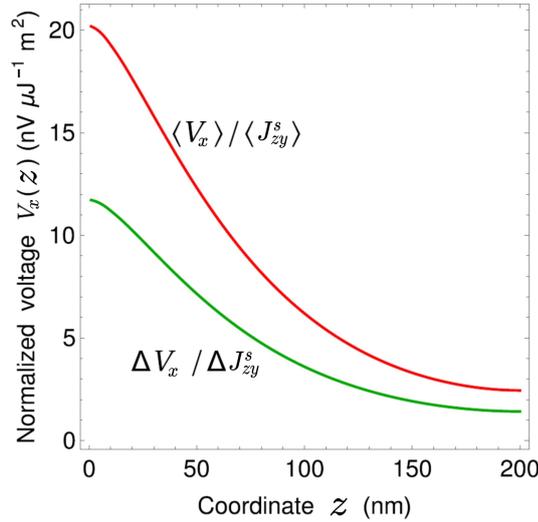


Рисунок 38 — Нормированное поперечное напряжение между перпендикулярными оси x гранями слоя Au, построенное как функция расстояния z до интерфейса Au|CoFeB.

компонента $\Delta V_x(z)$ поперечного напряжения пропорциональна спиновой накачке, а постоянная компонента $\langle V_x \rangle(z)$ пропорциональна электрической спиновой инжекции. Следовательно, каждая индивидуальная туннельная гетероструктура обладает общими зависимостями нормированных напряжений $\Delta V_x(z)/\Delta J_{zy}^s$ и $\langle V_x \rangle(z)/\langle J_{zy}^s \rangle$ от расстояния z до интерфейса, которые не зависят от амплитуды V_{\max} и частоты f возбуждающего динамику напряжения.

С помощью численных расчетов мы установили вид функций $\Delta V_x(z)/\Delta J_{zy}^s$ и $\langle V_x \rangle(z)/\langle J_{zy}^s \rangle$ (Рис. 38). Таким образом, используя кривые на Рис. 38 вместе с данными, представленными на Рис. 37, можно получить размах напряжения $\Delta V_x(f_{\text{res}})$, индуцированного спиновой накачкой, и постоянную компоненту поперечного напряжения $\langle V_x \rangle(f_{\text{res}})$, пропорциональную электрической спиновой инжекции. При $V_{\max} = 600$ мВ и $f_{\text{res}} = 1.16$ ГГц расчет дает $\Delta V_x > 6.3$ нВ и $\langle V_x \rangle > 3.6$ нВ для области Au на удалении $z < 30$ нм от интерфейса. Предсказанное значение поперечного напряжения может быть измерено экспериментально, что демонстрирует эффективность предложенного спинового инжектора.

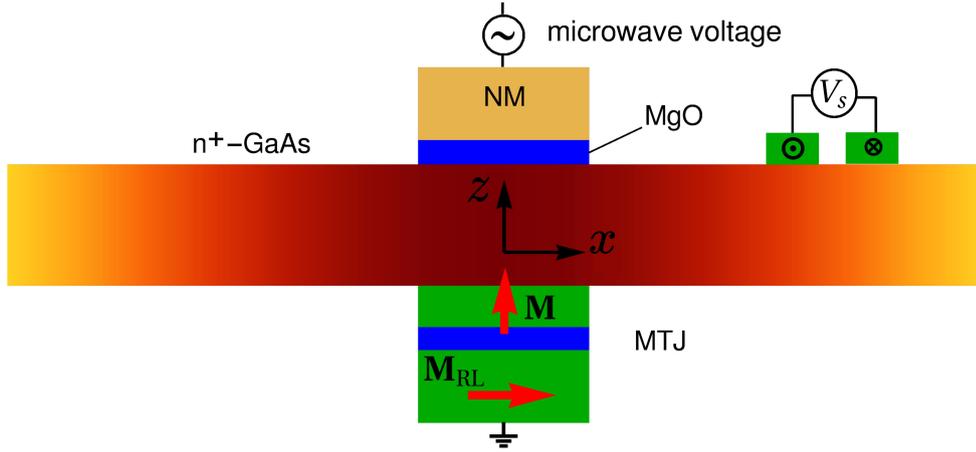


Рисунок 39 — Полупроводниковая лента GaAs, зажатая между электрически возбуждаемым МТК CoFeB/MgO/CoFeB и двойным слоем MgO/металл. Спиновая аккумуляция в полупроводнике GaAs измеряется как напряжение V_s между приведенными в контакт с полупроводником ферромагнитными наноконтактами с антипараллельными намагниченностями.

2.2.3 Спиновая аккумуляция в полупроводнике

Чтобы продемонстрировать способность электрически возбуждаемого МТК CoFeB/MgO/CoFeB создавать значительную спиновую аккумуляцию в полупроводнике, мы исследуем структуру, состоящую из ленты GaAs, контактирующей со свободным слоем МТК с одной стороны и с двойным слоем MgO/металл с другой (Рис. 39). Длина L_{sc} полоски GaAs много больше размера свободного слоя L_x вдоль оси x , в то время как ее ширина вдоль оси y совпадает с шириной свободного слоя L_y . Рассматриваемый полупроводник GaAs с концентрацией доноров Si $N_D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ является вырожденным полупроводником [249], который образует омический контакт с CoFeB. Действительно, подвижность электронов в n^+ -GaAs равна $\chi_{sc} = 0.23 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ [250], что дает электропроводность $\sigma_{sc} = \chi_{sc} N_D e = 3.68 \times 10^4 \text{ См м}^{-1}$, что лишь на один порядок меньше удельной электропроводности CoFeB $\sigma_{FL} = 4.45 \times 10^5 \text{ См м}^{-1}$ [251]. Используя значения экспериментально измеренного времени спиновой релаксации $\tau_{sf} = 0.9 \text{ нс}$ [252] и коэффициента диффузии $D = 6 \times 10^{-3} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, рассчитанного из соотношения Эйнштейна, можно получить величину спиндиффузионной длины в полупроводнике n^+ -GaAs при комнатной температуре

$\lambda_{sc} = \sqrt{D\tau_{sf}} \approx 2.32$ мкм. Следовательно, спиновая аккумуляция $\boldsymbol{\mu}_s(\mathbf{r})$, являющаяся разницей химических потенциалов для спинов “вверх” и “вниз” [244], может считаться однородной на масштабе длин $t_{sc} = 30$ нм $\ll \lambda_{sd}$ вдоль оси z , перпендикулярной интерфейсу CoFeB|GaAs. Считая $\boldsymbol{\mu}_s(\mathbf{r})$ однородной также и вдоль оси y , мы приходим к одномерному уравнению диффузии

$$\frac{\partial \boldsymbol{\mu}_s}{\partial t} = \frac{4k_B T}{\hbar N_D t_{sc}} \mathbf{e}_n \cdot \mathbf{J}_\Sigma + D \frac{\partial^2 \boldsymbol{\mu}_s}{\partial x^2} - \frac{\boldsymbol{\mu}_s}{\tau_{sf}} \quad (54)$$

относительно неизвестной функции $\boldsymbol{\mu}_s(x)$. Первый член в правой части уравнения (54) отличается от нуля только при $-L_x/2 \leq x \leq L_x/2$ и соответствует созданию спиновой аккумуляции в той части полоски, которая контактирует со свободным слоем. Полная плотность спинового тока \mathbf{J}_Σ является суммой четырех слагаемых, описывающих спиновую накачку в GaAs (\mathbf{J}_{sp}), электрическую спиновую инжекцию из свободного слоя (\mathbf{J}_{si}), обратный поток спина из GaAs в свободный слой (\mathbf{J}_{bf}), а также утечку спина из-за спин-поляризованного тока, текущего через туннельный контакт, отделяющий полоску полупроводника от контакта нормального металла (\mathbf{J}_{sl}). Плотность тока спиновой инжекции \mathbf{J}_{si} может быть рассчитана с использованием уравнения $\mathbf{e}_n \cdot \mathbf{J}_{si} = -\mathbf{e}_n \cdot (VG\hbar/2e)\mathbf{p}_f$, в котором поляризация свободного слоя p_{FL} должна быть заменена на эффективную поляризацию $p_{eff} = p_{FL} [1 + (1 - p_{FL}^2)(\sigma_{FL}\lambda_{sc})/(\sigma_{sc}\lambda_{FL})]^{-1}$ [253], которая зависит от спин-диффузионной длины в CoFeB $\lambda_{FL} = 6.2$ нм [254]. При подстановке реальных материальных параметров из-за $\sigma_{sc}\lambda_{FL} \ll \sigma_{FM}\lambda_{sc}$ эффективная поляризация оказывается чрезвычайно мала $p_{eff} = 1.6 \times 10^{-4}$, что позволяет пренебречь электрической спиновой инжекцией в n^+ -GaAs. Таким образом, вектор спиновой аккумуляции $\boldsymbol{\mu}_s$ оказывается почти перпендикулярным намагниченности свободного слоя \mathbf{m} , и обратный спиновый поток может быть рассчитан посредством соотношения $\mathbf{e}_n \cdot \mathbf{J}_{bf} \simeq -\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r] \boldsymbol{\mu}_s / 4\pi$ [224]. Кроме того, утечка спинового тока через туннельный барьер \mathbf{J}_{sl} , вызванная зарядовым током J_c , текущим через интерфейс GaAs|MgO, равна $\mathbf{e}_n \cdot \mathbf{J}_{sl} = -(\hbar/2e)J_c \boldsymbol{\mu}_s / (2k_B T)$. Распределение спиновой аккумуляции $\boldsymbol{\mu}_s(x)$ по полоске GaAs было найдено путем численного решения уравнения (54) с граничным условием $\partial \boldsymbol{\mu}_s / \partial x = 0$ при $x = \pm L_{sc}/2$. Проводимость туннельного контакта, отделяющего GaAs от немагнитного металла предполагалась равной проводимости G_T МТК CoFeB/MgO/CoFeB с параллельной ориентацией намагниченностей электродов. Поскольку удельное сопротивление полупроводника пренебрежимо мало по сравнению с сопротивлением двух туннельных

барьеров, зависимость электрического тока J_c от приложенного ко всей гетероструктуре напряжения V имела форму $J_c = VG_P G(m_x)/[G_P + G(m_x)]$. Электрически индуцированная динамика намагниченности в свободном слое была пересчитана с учетом новых величин спин-перенесенного момента $\tau_{\text{STT}} = (\gamma\hbar/2e)(V_{\text{MTJ}}G_P/t_F)\eta/(1 + \eta^2)$ и ЭМА $K_s = K_s^0 + k_s V_{\text{MTJ}}/t_b$, которые изменились из-за уменьшения напряжения $V_{\text{MTJ}} = VG_P/[G_P + G(m_x)]$ на МТК. Вклад спиновой накачки, \mathbf{J}_{sp} в плотность полного спинового тока \mathbf{J}_{Σ} , входящей в уравнение (54), был рассчитан с использованием величины спиновой проводимости на смещение $\text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r] = 1.5 \times 10^{17} \text{ м}^{-2}$, измеренной экспериментально для интерфейса $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}|\text{GaAs}$ [242].

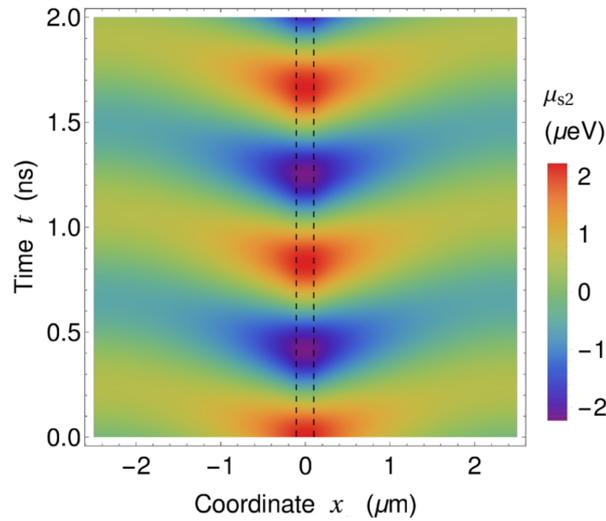


Рисунок 40 — Пространственно-временное распределение спиновой аккумуляции в ленте n^+ -GaAs длиной 5 мкм, приведенной в контакт с электрически возбуждаемым МТК $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}$. Показана компонента $\mu_y^s(x, t)$ спиновой аккумуляции, генерируемой радиочастотным напряжением с амплитудой $V_{\text{max}} = 800 \text{ мВ}$ и частотой $f = 1.2 \text{ ГГц}$. Вертикальная пунктирная линия показывает область ленты, приведенную в контакт со свободным слоем.

Численные расчеты показали, что спиновая аккумуляция μ_s в GaAs определяется конкуренцией спиновой накачки \mathbf{J}_{sp} и обратного потока спина \mathbf{J}_{bf} через интерфейс $\text{CoFeB}|\text{GaAs}$, в то время как утечка спина \mathbf{J}_{sl} через интерфейс $\text{GaAs}|\text{MgO}$ пренебрежимо мала по сравнению с \mathbf{J}_{bf} . Более того, разница между ненулевыми компонентами \mathbf{J}_{sp} и $\mathbf{J}_{\text{bf}} + \mathbf{J}_{\text{sl}}$ не превышает 1%, что указывает на близость к насыщению спиновой аккумуляции вблизи интерфейса $\text{CoFeB}|\text{GaAs}$. Учитывая только вклады \mathbf{J}_{sp} и \mathbf{J}_{bf} в плотность полного спинового тока \mathbf{J}_{Σ} , мы решили уравнение (54) аналитически. Поскольку время спиновой

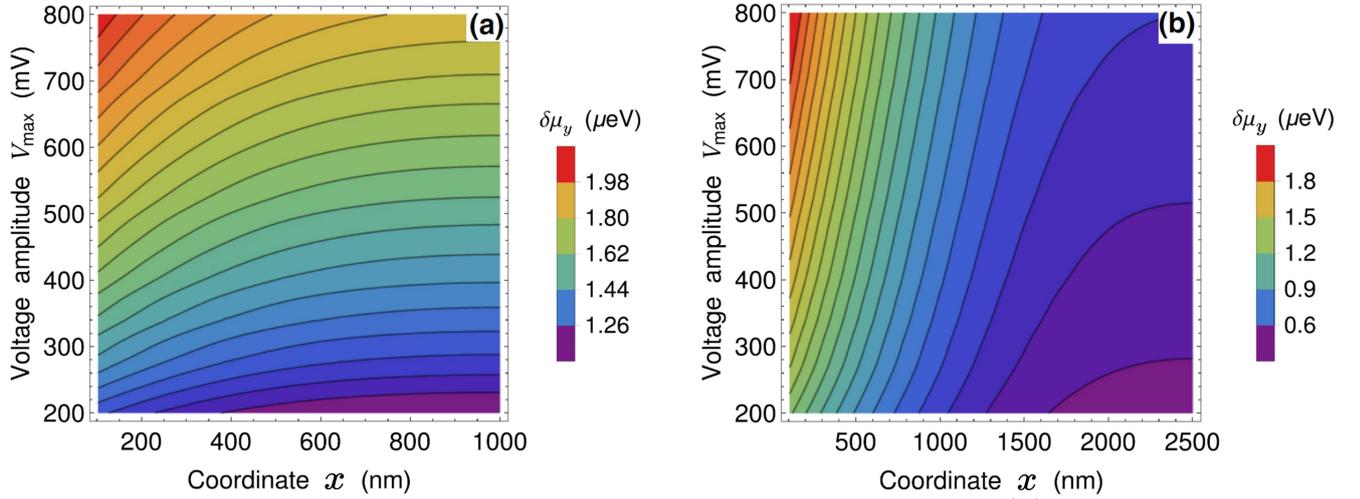


Рисунок 41 — Спиновая аккумуляция в 2-микрометровой (а) и 5-микрометровой (б) ленте полупроводника n^+ -GaAs как функция координаты x и амплитуды V_{\max} радиочастотного напряжения, приложенного к гетероструктуре. Показана амплитуда $\delta\mu_y^s(x)$ осциллирующей спиновой аккумуляции $\mu_y^s(x, t)$, рассчитанной при резонансной частоте $f_{\text{res}}(V_{\max})$. Линии показывают области постоянной $\delta\mu_y^s$.

релаксации $\tau_{\text{sf}} = 0.9$ нс сравнимо с периодом $1/f_{\text{res}} \sim 1$ нс прецессии намагниченности, квазистационарное приближение не применимо к этой задаче, и $\mu_s(x)$ необходимо рассматривать как комплексную амплитуду. После всех преобразований мы приходим к следующему соотношению, связывающему амплитуды гармоник Фурье μ_s и \mathbf{J}_{sp} :

$$\mu_s^\omega(x) = \frac{4k_B T \tau_{\text{sf}}}{\hbar N_D t_{\text{sc}} (1 + i\omega \tau_{\text{sf}}) \chi} \mathbf{e}_n \cdot \mathbf{J}_{\text{sp}}^\omega$$

$$\times \begin{cases} \frac{1}{\chi} - \frac{\cosh(2x\kappa\chi) \text{csch}(L_x \kappa\chi)}{\chi^2 \coth[(L_{\text{sc}} - L_1)\kappa] + \chi \coth(L_x \kappa\chi)}, & |x| < \frac{L_1}{2} \\ \frac{\cosh[(L_{\text{sc}} - 2|x|)\kappa] \text{csch}[(L_{\text{sc}} - L_x)\kappa]}{\chi \coth[(L_{\text{sc}} - L_x)\kappa] + \coth(L_x \kappa\chi)}, & |x| > \frac{L_x}{2}, \end{cases} \quad (55)$$

где $\kappa = \sqrt{1 + i\omega \tau_{\text{sf}}}/(2\lambda_{\text{sc}})$, и $\chi = \sqrt{1 + k_B T \tau_{\text{sf}} \text{Re}[g_{\uparrow\downarrow}^r]/[\pi \hbar N_D t_{\text{sc}} (1 + i\omega \tau_{\text{sf}})]}$. Подставляя численные результаты для электрически индуцированной прецессии намагниченности $\mathbf{m}(t)$ и сопровождающей ее спиновой накачки $\mathbf{J}_{\text{sp}}(t)$ в уравнение (55), можно рассчитать спиновую аккумуляцию μ_s как функцию расстояния $|x|$ от центра полоски GaAs и времени t . При малых частотах $\omega \ll 1/\tau_{\text{sf}}$ параметр κ действителен, и фаза $\mu_s(t)$ однородно распределена по всей длине

ленты GaAs. При частотах $f \sim 1$ ГГц спиновая аккумуляция $\mu_s(x, t)$, напротив, обнаруживает зависящее от координаты x запаздывание от приложенного напряжения $V(t)$.

Рисунок 40 показывает пространственно-временное распределение компоненты $\mu_y^s(x, t)$ спиновой аккумуляции, генерируемой в 5-микрометровой ленте n^+ -GaAs радиочастотным напряжением с амплитудой $V_{\max} = 800$ мВ и частотой $f = 1.2$ ГГц. Поскольку эта частота соответствует главному пику прецессии намагниченности, мы предполагаем, что J_{zy}^{sp} и μ_y меняются во времени по простому гармоническому закону с частотой f . Тем не менее, колебания спиновой аккумуляции запаздывают от приложенного напряжения на примерно 0.25 нс при $|x| = L_{\text{sc}}/2$ в 5-микрометровой ленте полупроводника (Рис. 40).

Усреднение $\mu_y^s(x, t)$ по всему периоду колебаний показывает, что средняя спиновая аккумуляция $\langle \mu_y^s(x) \rangle$ незначительно мала по сравнению с амплитудой $\delta\mu_y^s(x)$. Цветовые карты, показанные на Рис. 41, демонстрируют влияние амплитуды V_{\max} приложенного напряжения на распределение $\delta\mu_y^s(x)$, рассчитанное на частоте резонанса $f_{\text{res}}(V_{\max})$. Важно отметить, что переменная компонента спиновой аккумуляции остается значительной даже на торцах рассматриваемой полоски GaAs с длиной L_{sc} от 2 до 5 мкм. Когда L_{sc} меньше спин-диффузионной длины $\lambda_{\text{sc}} = 2.32$ мкм, $\delta\mu_y^s(x)$ показывает незначительную зависимость от координаты x вблизи торцов полоски [Рис. 41 (а)]. При $L_{\text{sc}} > \lambda_{\text{sc}}$, напротив, спиновая аккумуляция спадает с расстоянием до центра полоски быстрее [Рис. 41 (b)] и становится меньше из-за распределения неравновесного спина по большему объему полупроводника.

Спиновая аккумуляция в полоске GaAs может быть измерена экспериментально с помощью принципа, использующегося в методе нелокальной спиновой детекции в нормальном проводнике [255; 256]. При таком подходе используются два ферромагнитных наноконтакта, приведенных в соприкосновение с поверхностью полупроводника и подключенных к вольтметру (см. Рис. 39). Ферромагнитные контакты должны иметь вытянутую форму и быть ориентированы вдоль оси y , имея антипараллельные намагниченности. Появление спиновой аккумуляции $\mu_y^s(x, t)$ в области GaAs под электродами толщины ~ 10 нм каждый, расположенными на расстоянии $\Delta x \ll x$ друг от друга, приводит к возникновению электрического напряжения $V_s(x, t) \sim \mu_y^s(x, t)$ между наноконтактами. В случае железных электродов, образующих барьер Шоттки

с n^+ -GaAs, $V_s(x, t) = \eta_{IE} p_{Fe} \mu_y^s(x, t)/e$, где $\eta_{IE} \approx 0.5$ это эффективность переноса спина через интерфейс GaAs|Fe, а $p_{Fe} \approx 0.42$ это спиновая поляризация Fe на уровне Ферми [256]. Используя это соотношение, мы рассчитали частотный спектр спиновых сигналов $V_s(x, t)$, генерируемых в 0.8-микрометровой ленте n^+ -GaAs при разных частотах f возбуждающего напряжения.

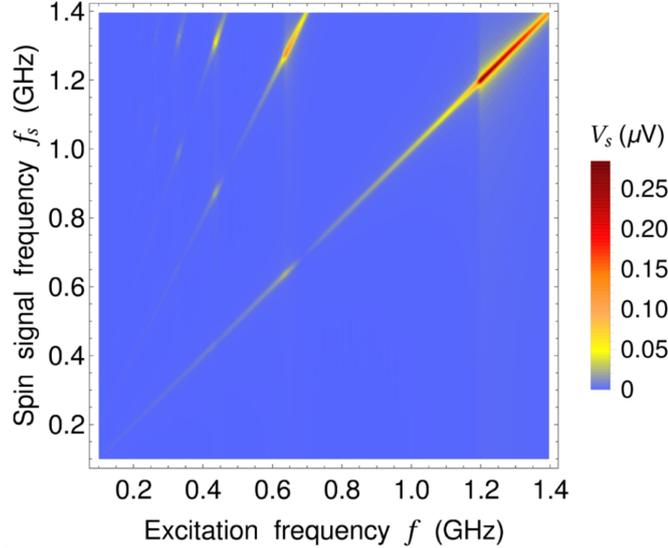


Рисунок 42 — Частотный спектр спиновых сигналов $V_s(t)$, генерируемых в 0.8-микрометровой ленте n^+ -GaAs при разных частотах f возбуждающего напряжения. Цветовая карта показывает амплитуды Фурье-компонент $V_s(t)$ на удалении $x = 300$ нм от центра полоски полупроводника. Амплитуда приложенного напряжения равна $V_{\max} = 800$ мВ, а его частота увеличивается от меньших значений к большим.

Цветовая карта, показанная на Рис. 42, показывает амплитуды гармоник сигнала $V_s(t)$ при $V_{\max} = 800$ мВ на удалении $|x| = 300$ нм от центра полоски. Видно, что максимальный сигнал с амплитудой почти 0.26 мкВ и частотой $f_s = f$ наблюдается при частотах возбуждения $f = 1.2 - 1.4$ ГГц, близких к резонансной частоте f_{res} . Интересно, что Фурье-компоненты $V_s(t)$ с частотами f_s немного выше f_{res} обнаруживают более слабые максимумы при частотах возбуждения $f \approx f_{\text{res}}/n$, что соответствует дополнительным пикам амплитуды прецессии, показанным на Рис. 31 (с). Важно, что спиновый сигнал в таких максимумах варьируется от 0.12 мкВ при $f \approx f_{\text{res}}/2$ до 0.04 мкВ при $f \approx f_{\text{res}}/3$, что может быть измерено экспериментально. Таким образом, предложенный спиновый инжектор позволяет генерировать спиновый сигнал с частотой $f_s \approx f_{\text{res}}$, которая в несколько раз превышает частоту возбуждающего сигнала. Такое умножение частот очень важно для приложений в

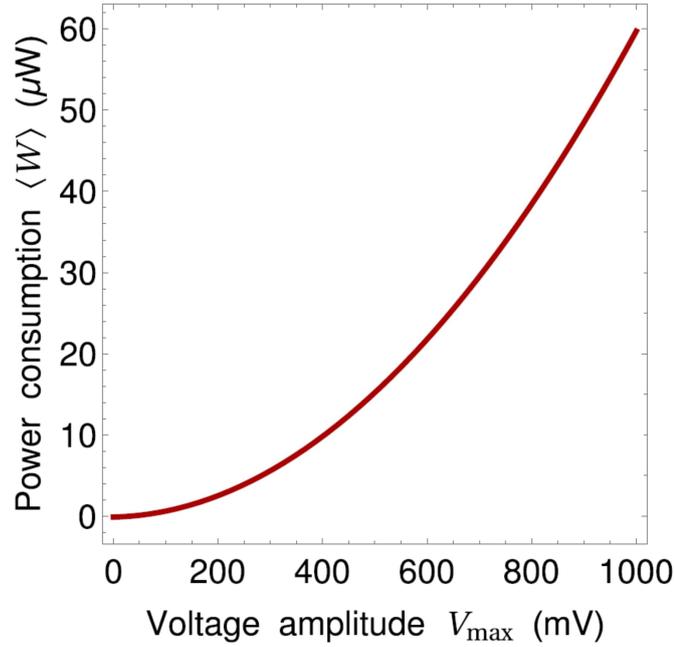


Рисунок 43 — Мощность, рассеиваемая на гетероструктуре CoFeB/MgO/CoFeB/GaAs/MgO, как функция амплитуды приложенного радиочастотного напряжения.

спинтронных устройствах, потому что умножители частот широко применяются в электронике для увеличения частот, необходимого для сверх-быстрых расчетов, высокопроизводительных широкополосных коммуникаций, а также схем смещения [257]. Стоит отметить, что амплитуда спиновой аккумуляции, генерируемой таким спиновым инжектором, растет монотонно с увеличением амплитуды приложенного напряжения V_{\max} при любой частоте f . Расчеты показывают, что спиновый сигнал, генерируемый в GaAs при помощи спинового инжектора на постоянном токе (см. параграф 2.1.2), немонотонно зависит от величины пропускаемого через структуру тока. Следовательно, спиновый инжектор на переменном напряжении обладает очевидным преимуществом, заключающимся в почти линейной зависимости спиновой аккумуляции от V_{\max} .

Средняя рассеиваемая мощность $\langle W \rangle$ предложенного спинового инжектора может быть рассчитана по формуле

$$\langle W \rangle = f L_x L_y \int_0^{1/f} J_c[t, m_x(t)] V_{\text{ac}}(t) dt, \quad (56)$$

где интеграл берется по периоду приложенного напряжения. Рисунок 43 показывает зависимость $\langle W \rangle(V_{\max})$, рассчитанную для рассмотренной гетероструктуры CoFeB/MgO/CoFeB/GaAs/MgO. Видно, что $\langle W \rangle \sim V_{\max}^2$ стремительно растет с амплитудой напряжения, однако остается значительно меньше

100 мкВт даже при $V_{\max} = 1$ В. Таким образом, мощность, рассеиваемая электрически возбуждаемым спиновым инжектором, более чем на два порядка меньше, чем в случае спинового инжектора, управляемого переменным магнитным полем (~ 10 мВт) [242].

Глава 3. Электрическая генерация и маршрутизация спиновых волн

В этой главе приводятся результаты теоретического исследования генерации и управления спиновыми волнами в ферромагнитных гетероструктурах с электрочувствительной магнитной анизотропией. Показано, что локальное приложение радиочастотного напряжения к структуре $W/CoFeB/MgO$ приводит к магнитной динамике в области с осциллирующей интерфейсной анизотропией, зависящей от электрического поля в слое MgO . Обнаружено, что при частоте напряжения выше резонансной в пленке $CoFeB$ возбуждаются две спиновые волны, распространяющиеся в противоположных направлениях. Микромагнитное моделирование продемонстрировало, что инжекция электрического тока в слой W под область возбуждения магнитной динамики приводит к изменению длин затухания спиновых волн, что обусловлено действием спин-орбитального вращающего момента. При этом дальность распространения изменяется противоположным образом для двух волн, а переключение полярности тока меняет направление, в котором спиновая волна распространяется относительно далеко. Таким образом, проведено моделирование возбуждения спиновых волн радиочастотным электрическим напряжением и контроль направления их распространения постоянным зарядовым током.

Во второй части главы исследуется возбуждение спиновых волн в структуре $BiSe/CoFeB/MgO$, где радиочастотный ток пропускается через поверхностные состояния топологического изолятора $BiSe$. Методом микромагнитного моделирования продемонстрировано возбуждение спиновых волн в такой гетероструктуре при относительно небольших амплитудах плотности тока. Введение в модель дополнительных контактов на слое MgO позволило рассчитать спиновую динамику при неоднородной ЭМА в слое $CoFeB$, которая зависит от постоянного напряжения, приложенного к контактам. В результате, обнаружена маршрутизация спиновой волны в один из трех волноводов, перпендикулярная анизотропия в котором ослаблена из-за электрического поля в слое MgO . Таким образом, рассчитан магнетонный прибор, осуществляющий возбуждение спиновых волн радиочастотным током и их маршрутизацию постоянным электрическим напряжением.

3.1 Возбуждение спиновых волн при высокочастотной модуляции электрочувствительной анизотропии

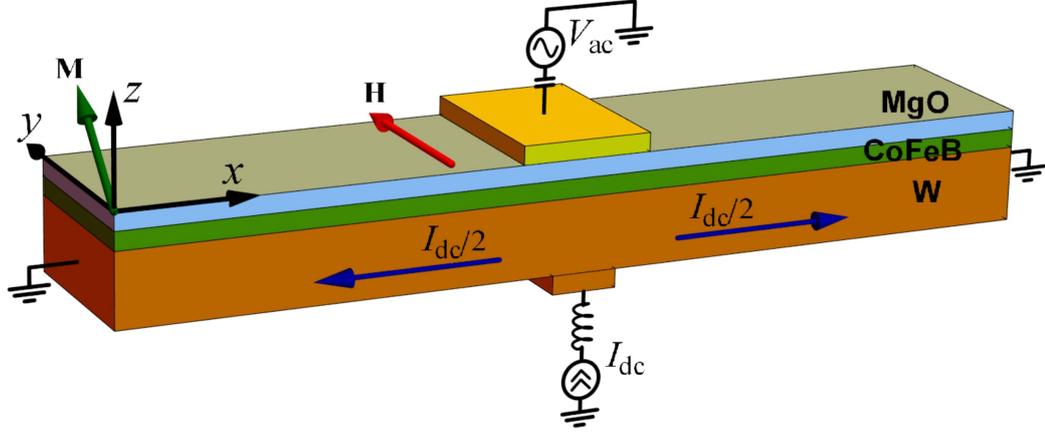


Рисунок 44 — Схематическое изображение гетероструктуры W/CoFeB/MgO, подключенной к источнику переменного напряжения V_{ac} , локально приложенного к нанослою MgO. Намагниченность \mathbf{M} направлена под углом к поверхности CoFeB из-за перпендикулярной магнитной анизотропии интерфейса CoFeB|MgO и внешнего магнитного поля \mathbf{H} , направленного в плоскости слоя. Радиочастотное напряжение возбуждает две спиновые волны в ферромагнитном волноводе CoFeB, которые распространяются от области возбуждения в разные стороны. Постоянный электрический ток I_{dc} , втекающий в слой W, меняет длины затухания этих волн противоположным образом из-за разного направления потока заряда в двух половинах слоя W.

Для расчета динамики намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ в ферромагнитном слое, представляющим собой в нашей модели ансамбль наноразмерных вычислительных ячеек, мы численно решали модифицированное уравнение ЛЛГ, которое в случае наличия спин-орбитального момента имеет форму [258]

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff} + \alpha\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \tau_{FL}\mathbf{s} \times \mathbf{m} + \tau_{DL}\mathbf{m} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{m}), \quad (57)$$

где \mathbf{s} это единичный вектор, параллельный спину, втекающему в ферромагнитную пленку из слоя тяжелого металла, а τ_{FL} и τ_{DL} обозначают коэффициенты параллельного (field-like) и перпендикулярного (damping-like) спин-орбитального момента. Эффективное поле \mathbf{H}_{eff} в нашем случае определяется суммой $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_{dip} + \mathbf{H}_{an} + \mathbf{H}_{PMA} + \mathbf{H}_{DMI}$, где \mathbf{H} это внешнее магнитное поле, \mathbf{H}_{ex} и

\mathbf{H}_{dip} описывают обменное и дипольное взаимодействия между спинами в CoFeB, \mathbf{H}_{an} учитывает влияние объемной кубической магнитной анизотропии CoFeB, а \mathbf{H}_{PMA} и \mathbf{H}_{DMI} это эффективные поля, характеризующие перпендикулярную магнитную анизотропию интерфейса CoFeB|MgO и интерфейсное взаимодействие Дзялошинского-Мории на интерфейсе W|CoFeB соответственно. Поскольку мы рассматриваем ультратонкую пленку CoFeB, которая может быть смоделирована с использованием лишь одной вычислительной ячейки вдоль оси z , интерфейсные вклады в поля \mathbf{H}_{PMA} и \mathbf{H}_{DMI} обратно пропорциональны толщине ферромагнетика t_{F} . Поле \mathbf{H}_{ex} было рассчитано путем суммирования обменных взаимодействий между рассматриваемой ячейкой и четырьмя ее соседями в плоскости пленки [см. уравнение (38)] с использованием константы обменного взаимодействия A_{ex} , вводимой в приближении непрерывной среды [143]. Дипольное поле \mathbf{H}_{dip} , действующее на каждую ячейку было найдено суммированием магнитных полей, создаваемых всеми расчетными ячейками, имеющими форму прямоугольных параллелепипедов [259]. Поле магнитокристаллической анизотропии $\mathbf{H}_{\text{an}} = -(\mu_0 M_s)^{-1} \partial F_{\text{an}} / \partial \mathbf{m}$ было определено путем дифференцирования членов четвертого порядка $K_1(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2)$ в разложении энергии магнитокристаллической анизотропии $F_{\text{an}}(\mathbf{m})$, поскольку члены шестого порядка пренебрежимо малы в случае CoFeB [228]. Наконец, вклад взаимодействия Дзялошинского-Мории в \mathbf{H}_{eff} был рассчитан с использованием дискретной версии соотношения [198; 260–262]

$$\mathbf{H}_{\text{DMI}} = -\frac{D}{\mu_0 M_s t_{\text{F}}} \left[\frac{\partial m_z}{\partial x} \mathbf{e}_x + \frac{\partial m_z}{\partial y} \mathbf{e}_y - \left(\frac{\partial m_x}{\partial x} + \frac{\partial m_y}{\partial y} \right) \mathbf{e}_z \right], \quad (58)$$

где D характеризует силу интерфейсного взаимодействия Дзялошинского-Мории, а \mathbf{e}_i ($i = x, y, z$) это единичные векторы, направленные параллельно координатным осям x, y и z . В вычислительных ячейках, касающихся свободной границы CoFeB Γ на латеральных гранях, поля \mathbf{H}_{ex} и \mathbf{H}_{DMI} были рассчитаны

с помощью граничных условий [198]

$$\begin{aligned}
 \left. \frac{\partial m_z}{\partial x} \right|_{\Gamma} &= \frac{D}{2A_{\text{ex}}} m_x, \\
 \left. \frac{\partial m_z}{\partial y} \right|_{\Gamma} &= \frac{D}{2A_{\text{ex}}} m_y, \\
 \left. \frac{\partial m_x}{\partial x} \right|_{\Gamma} &= \left. \frac{\partial m_y}{\partial y} \right|_{\Gamma} = -\frac{D}{2A_{\text{ex}}} m_z, \\
 \left. \frac{\partial m_x}{\partial y} \right|_{\Gamma} &= \left. \frac{\partial m_y}{\partial x} \right|_{\Gamma} = 0.
 \end{aligned} \tag{59}$$

Например, если у ячейки n отсутствует соседняя ячейка $n \pm 1$ в направлении $\pm y$, намагниченность $\mathbf{m}_{n\pm 1}$ этой отсутствующей ячейки определялась как $\mathbf{m}_{n\pm 1} = \mathbf{m}_n \pm \left. \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right|_{\Gamma} l_y$, где l_y это размер ячейки вдоль оси y . Поскольку предполагалось, что намагниченность однородна вдоль оси z по толщине пленки, а \mathbf{H}_{eff} содержит вклады как от перпендикулярной анизотропии, так и от взаимодействия Дзялошинского-Мории, необходимость в граничных условиях на интерфейсах W|CoFeB и CoFeB|MgO отсутствовала.

Параллельный и перпендикулярный спин-орбитальные моменты, входящие в уравнение (57), были рассчитаны по формулам $\tau_{\text{FL(DL)}} = \gamma \hbar (2eM_{\text{stF}})^{-1} \xi_{\text{FL(DL)}} |J_x|$, где J_x это проекция плотности электрического тока \mathbf{J}_W в слое W, а ξ_{FL} и ξ_{DL} это коэффициенты, зависящие от множества параметров, таких как спиновый угол Холла W, толщина t_W слоя W, спиновая проводимость смешивания интерфейса W|CoFeB, а также температура [131]. В наших численных расчетах мы использовали значения коэффициентов $\xi_{\text{FL}} = -0.0528$ и $\xi_{\text{DL}} = -0.267$, которые были экспериментально измерены при комнатной температуре для двойного слоя CoFeB/W с толщиной W $t_W = 5$ нм [263]. При этом, в ходе численных расчетов влияние параллельного спин-орбитального момента было найдено пренебрежимо малым. Мы также предполагали, что постоянный электрический ток полностью течет через слой W, поскольку его удельная электропроводность (1.8×10^7 См м⁻¹ [264]) много больше, чем ферромагнетика CoFeB (4.4×10^5 См м⁻¹ [265]). Стоит отметить, что величина и направление плотности электрического тока, втекающего в слой W вблизи центра волновода $x = x_c$ (см. Рис. 44) зависит от координаты. Поскольку учет этого факта значительно усложняет процесс моделирования и не влияет на распространение спиновых волн в волноводе, мы учли только

проекцию плотности тока J_x и аппроксимировали ее следующим соотношением

$$J_x = \begin{cases} -\frac{I_{dc}}{2w_F t_W} & \text{при } x < x_c - d/2 \\ 0 & \text{при } x_c - d/2 < x < x_c + d/2 \\ \frac{I_{dc}}{2w_F t_W} & \text{при } x > x_c + d/2 \end{cases}, \quad (60)$$

где w_F это ширина волновода, а $d = 400$ нм это ширина участка W, через который втекает электрический ток I_{dc} . Далее мы будем использовать обозначение $J_W = J_x(x > x_c + d/2)$.

Численное интегрирование уравнения (57) было выполнено с помощью проекционного метода Рунге-Кутты с фиксированным шагом по времени $\delta t = 10$ фс, который был найден достаточно малым для получения устойчивого решения для магнитной динамики. Мы рассматривали волновод CoFeB с толщиной $t_F = 1.7$ нм, шириной $w_F = 40$ нм и длиной $L_F = 6$ мкм, который был разделен двумерной сеткой на вычислительные ячейки с размерами $l_x = 5$ нм, $l_y = 4$ нм и $l_z = 1.7$ нм. В моделировании было учтено внешнее магнитное поле напряженностью $H_y = 750$ Э, в то время как поля Эрстеда, генерируемые электрическим током в гетероструктуре, были исключены из рассмотрения, поскольку расчеты показали, что их величина не превосходит 5% от H_y даже при плотности тока 5×10^{10} А м⁻². Заметим, что поскольку $\mathbf{s} \times \mathbf{H} = 0$, в слое W не происходит поперечной релаксации спина. В численных расчетах использовались следующие материальные параметры: $M_s = 1.13 \times 10^6$ А м⁻¹ [227], $A_{ex} = 19$ пДж м⁻¹ [266], $K_1 = 5 \times 10^3$ Дж м⁻³ [229], $K_s^0 = -1.3$ мДж м⁻² [228], $k_s = 31$ фДж В⁻¹ м⁻¹ [8], $D = 0.42$ пДж м⁻¹ [145] и $\alpha_0 = 0.01$ [228]. Поскольку прецессия намагниченности в слое CoFeB приводит к спиновой накачке в прилегающий слой W, параметр затухания $\alpha = \alpha_0 + \delta\alpha$, входящий в уравнение (57), отличается от своего значения в объеме ферромагнетика α_0 поправкой $\delta\alpha \approx \frac{g_L \mu_B}{4\pi M_s t_F} \text{Re}[g_r^{\uparrow\downarrow}]$ [224]. Используя экспериментально измеренное значение $\text{Re}[g_r^{\uparrow\downarrow}] = 2.35$ нм⁻² [267], мы получаем $\alpha \approx 0.012$.

Сначала микромагнитное моделирование было выполнено с целью определения начальной равновесной ориентации намагниченности в пленке CoFeB. Исследование релаксации намагниченности к равновесной ориентации показало, что в отсутствие магнитных полей намагниченность практически перпендикулярна поверхности слоя CoFeB. Это объясняется влиянием перпендикулярной магнитной анизотропии, превалирующей при $t_F = 1.7$ нм над

размагничивающим полем \mathbf{H}_{dip} . При приложении внешнего поля $H_y = 750$ Э намагниченность поворачивается по направлению к полю и становится неоднородной поперек волновода (Рис. 45), образуя полярный угол 49° в центре пленки. Обнаруженная значительная неоднородность магнитного состояния вызвана размагничивающим полем \mathbf{H}_{dip} , которое довольно сильное ($H_y^{\text{dip}} \sim 100$ Э) из-за относительно малой ширины $w_F = 40$ нм волновода. Расчеты также показывают, что асимметрия распределения намагниченности поперек волновода (Рис. 45) обусловлена интерфейсным взаимодействием Дзялошинского-Мориа.

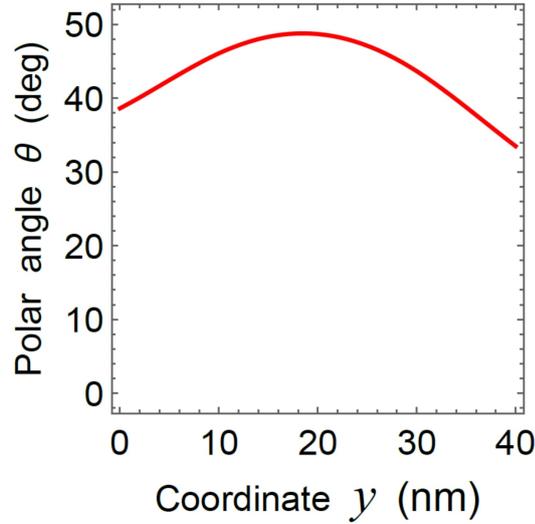


Рисунок 45 — Профиль равновесной намагниченности в волноводе CoFeB. График показывает зависимость полярного угла $\theta = \arccos(m_z)$ от координаты при приложении внешнего поля напряженностью $H_y = 750$ Э. Азимутальный угол $\varphi = \arctan(m_y/m_x) \approx 90^\circ$ не зависит от координаты y . Профиль намагниченности остается почти одинаковым по всей длине волновода, меняясь значительно только вблизи торцов.

Затем мы изучили электрически индуцированную динамику намагниченности в волноводе в отсутствие постоянного электрического тока в слое W. Предполагалось, что верхний электрод с размерами 100×40 нм², помещенный на слой MgO толщины $t_{\text{MgO}} = 2$ нм, подключен к источнику радиочастотного напряжения $V_{\text{ac}} = V_{\text{max}} \sin(2\pi ft)$. Индуцированным напряжением изменение параметра анизотропии $K_s = K_s^0 + k_s V_{\text{ac}}/t_{\text{MgO}}$ было учтено для вычислительных ячеек, располагающихся под электродом. Расчеты показали, что радиочастотное напряжение возбуждает прецессию намагниченности $\delta m_i(t) = m_i(t) - m_i(t=0)$ ($i = x, y, z$) в области волновода под электродом. Величины $\Delta m_i = \max[\langle \delta m_i(t) \rangle_y]$, характеризующие амплитуду прецессии,

усредненную по ширине волновода, достигают максимума, когда частота возбуждающего сигнала f равна $f_{\text{res}} \approx 1.2$ ГГц (см. Рис. 46). При частотах $f \geq f_{\text{res}}$ эллиптичность $\varepsilon \approx \Delta m_x / \sqrt{\Delta m_y^2 + \Delta m_z^2}$ прецессии намагниченности примерно равна 1.4 при амплитуде напряжения $V_{\text{max}} = 0.2$ В. Стоит отметить, что приложенное напряжение $V_{\text{ac}}(t)$ создает туннельный ток с микроволновой частотой, текущий через слой MgO и CoFeB/W. Используя экспериментально измеренную проводимость туннельного барьера $G(t_{\text{MgO}} = 2 \text{ нм}) = 10^7 \text{ См м}^{-2}$ [268], мы установили, что плотность этого тока J_{ac} составляет $2 \times 10^7 \text{ А м}^{-2}$ в слое W толщиной 5 нм при $V_{\text{max}} = 0.2$ В. Дополнительное моделирование подтвердило, что генерируемый таким током спин-орбитальный момент не оказывает существенного влияния на магнитную динамику в CoFeB.

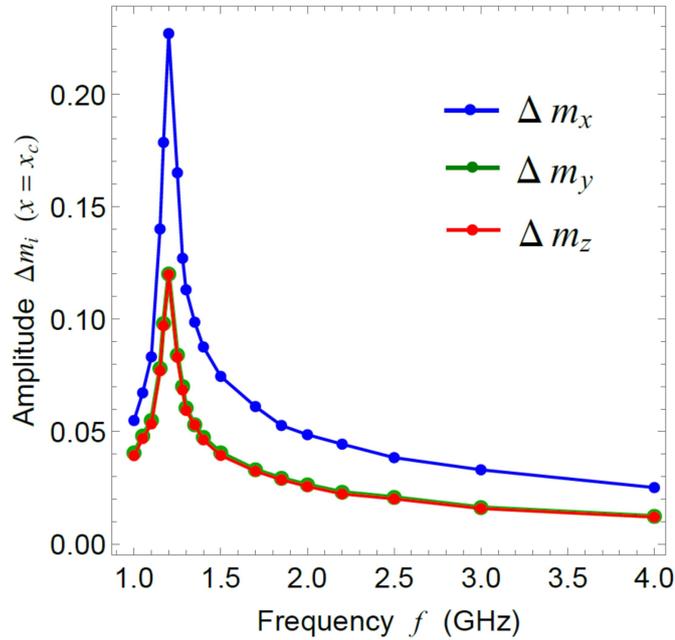


Рисунок 46 — Амплитуда прецессии намагниченности в центре волновода CoFeB как функция частоты f переменного напряжения V_{ac} . Графики показывают размах Δm_i направляющих косинусов намагниченности $m_i(x = x_c, y)$, усредненных по ширине волновода. Амплитуда напряжения V_{max} равна 0.2 В.

При частотах возбуждающего сигнала ниже частоты ферромагнитного резонанса f_{res} электрически индуцированная прецессия намагниченности появляется только в области волновода под электродом. Напротив, при частотах $f \geq f_{\text{res}}$ было обнаружено испускание спиновых волн от области возбуждения прецессии. Эти волны распространяются в противоположных направлениях в двух половинах волновода CoFeB. В случае резонансного возбуждения ($f \approx$

f_{res}) в ферромагнетике появляются пакеты спиновых волн с разными волновыми векторами (см. Рис. 47). Однако при частотах, существенно превышающих f_{res} , динамика намагниченности принимает форму спиновых волн с определенным волновым числом $k_x(x > x_c) = k_+$ или $k_x(x < x_c) = k_-$ (Рис. 47). В дальнейшем моделирование производилось для частоты $f = 1.7$ ГГц, при которой расчеты дают $k_+ = 21.08$ рад мкм $^{-1}$ и $k_- = 17.42$ рад мкм $^{-1}$. Рисунок 48 демонстрирует эволюцию во времени двух спиновых волн, генерируемых радиочастотным напряжением с указанной выше частотой. Интересно, что, несмотря на значительную разницу в волновых числах k_+ и k_- , амплитуды двух спиновых волн уменьшаются практически одинаково с расстоянием $|x - x_c|$ до центра волновода. Уменьшение амплитуды спиновой волны, вызванное затуханием Гильберта, с большой точностью описывается экспоненциальным законом $\Delta m_x(x) = \Delta m_x(x_c) \exp[-|x - x_c|/\lambda_{\pm}]$. Длины затухания λ_+ и λ_- спиновых волн с волновыми числами k_+ и k_- составляют $\lambda_+ \approx \lambda_- \approx 2.5$ мкм. Стоит отметить, что обнаруженная разница между k_+ и k_- является следствием взаимодействия Дзялошинского-Мории на интерфейсе W|CoFeB. Это явление было предсказано ранее теоретически [146] и обнаружено экспериментально в гетероструктуре W/CoFeB/SiO $_2$ [145].

3.2 Контроль распространения спиновых волн путем инъекции постоянного спинового тока

Наиболее важные результаты были получены при исследовании влияния постоянного электрического тока, втекающего в слой W, на распространение спиновых волн в волноводе CoFeB. Для каждой определенной плотности J_W этого тока мы моделировали возбуждение спиновых волн радиочастотным напряжением V_{ac} , периодически изменяя ЭМА в присутствии спин-орбитального момента, созданного постоянным электрическим током в слое W. Для этого в момент времени $t = 0$ к структуре одновременно прикладывалось радиочастотное напряжение и постоянный электрический ток, затем определялись и анализировались характеристики спиновых волн, распространяющихся в волноводе. Было обнаружено, что спин-орбитальный момент незначительно изменяет волновые числа k_+ и k_- генерируемых спиновых волн. При малых плотностях

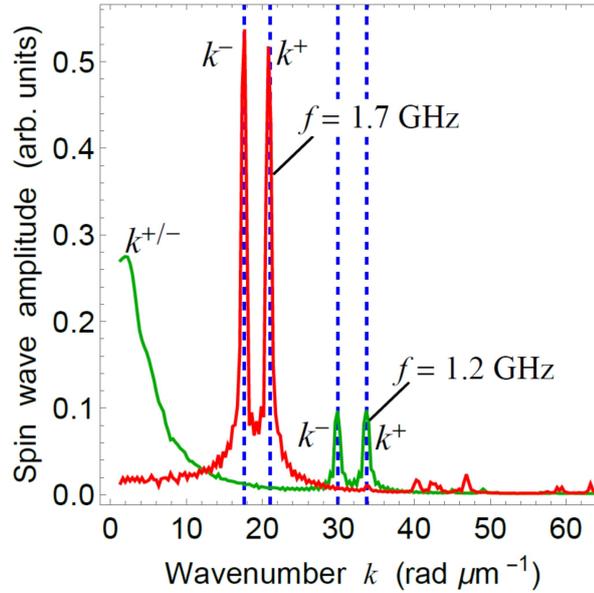


Рисунок 47 — Спектр волновых чисел спиновых волн, генерируемых периодическим изменением во времени ЭМА на частотах $f_{\text{res}} = 1.2$ ГГц и $f = 1.7$ ГГц. В то время как при $f = 1.7$ ГГц распространяющиеся в волноводе спиновые волны обладают определенными волновыми числами, в случае резонансного возбуждения появляется широкий диапазон непрерывного спектра в области малых волновых чисел. Появление двух отдельных пиков при k_+ и k_- вызвано невзаимным распространением спиновых волн при наличии интерфейсного взаимодействия Дзялошинского-Мории.

тока J_W амплитуды этих волн по-прежнему экспоненциально уменьшались при увеличении расстояния $|x - x_c|$ до центра волновода. В то же время их длины затухания λ_+ и λ_- изменялись противоположным образом под действием спин-орбитального момента из-за разного направления электрического тока, текущего в двух половинах слоя W (Рис. 44), которое определяет вектор \mathbf{s} в уравнении (57). В частности, спиновая волна затухает с расстоянием быстрее, когда величина $\tau_{\text{DL}} \int_t^{t+1/f} dt [(\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_{\text{eff}})(\mathbf{m} \cdot \mathbf{s}) - \mathbf{s} \cdot \mathbf{H}_{\text{eff}}]$ положительна и медленнее, когда она отрицательна. Данные моделирования показали, что обратные длины затухания $1/\lambda_+$ и $1/\lambda_-$ линейно зависят от плотности тока J_W (см. Рис. 49).

Необходимо подчеркнуть, что $1/\lambda_+$ и $1/\lambda_-$ стремятся к нулю при $J_W^+ \approx -2 \times 10^{10}$ А м⁻² и $J_W^- \approx 2 \times 10^{10}$ А м⁻² соответственно. Таким образом, спиновая волна с волновым вектором \mathbf{k}^+ (\mathbf{k}^-) распространяется с постоянной амплитудой при критической плотности тока J_W^+ (J_W^-), потому что затухание Гильберта полностью скомпенсировано действием спин-орбитального момента. При закритических плотностях тока $J_W < J_W^+$ или $J_W > J_W^-$ амплитуда одной из спиновых

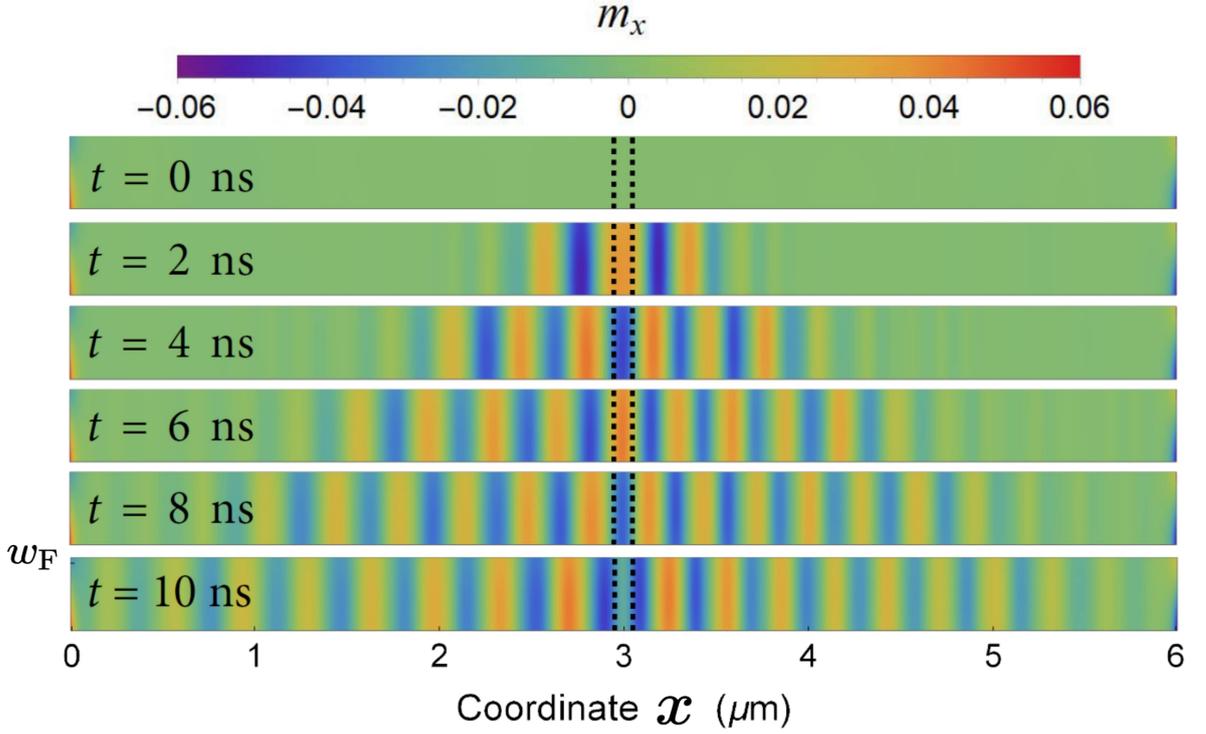


Рисунок 48 — Эволюция во времени спиновых волн, генерируемых в центре волновода CoFeB. Цветовые карты показывают распределения направляющего косинуса намагниченности $m_x(x, y)$ в волноводе в разные моменты времени. Пунктирные линии показывают границы области возбуждения, где к нанослою MgO прикладывается переменное напряжение с частотой $f = 1.7$ ГГц и амплитудой $V_{\max} = 0.2$ В.

волн увеличивается с расстоянием от области возбуждения, что находит отражение в отрицательных значениях обратных длин затухания, приведенных на Рис. 49. Поскольку спин-орбитальный вращающий момент одновременно уменьшает положительную длину затухания другой спиновой волны, бегущей в обратном направлении, пропусканием постоянного тока через слой W можно добиться распространения спиновой волны на большие расстояния только в одной половине волновода CoFeB. Более того, изменяя полярность постоянного напряжения, приложенного к слою W, можно изменять область распространения спиновой волны в волноводе CoFeB. Для описания такого эффекта мы определили отношение $\Delta m_x^- / \Delta m_x^+$ амплитуд прецессии спиновых волн с волновыми числами k_- и k_+ на одинаковом расстоянии $|x - x_c|$ от центра волновода. Зависимости этого отношения от расстояния $|x - x_c|$ при различных плотностях электрического тока $J_W \geq J_W^-$ показаны на Рис. 50. Видно, что отношение

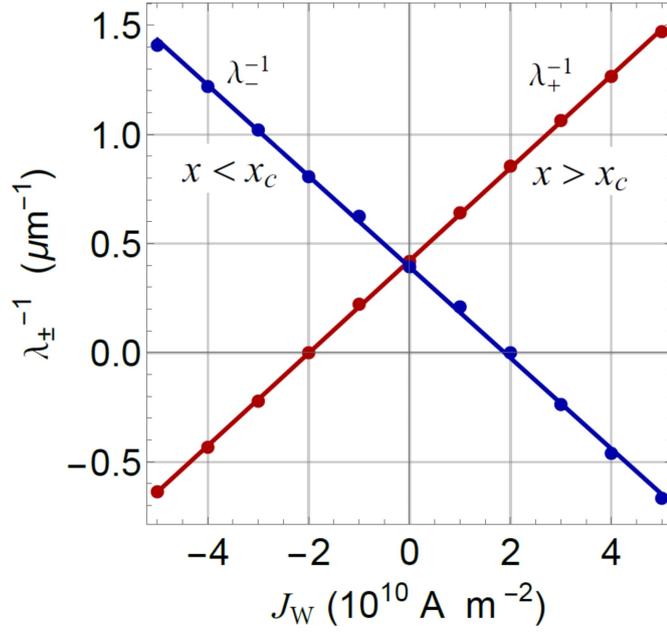


Рисунок 49 — Зависимости обратных длин затухания $1/\lambda_+$ и $1/\lambda_-$ спиновых волн, распространяющихся в волноводе CoFeB, от плотности постоянного электрического тока J_W в пленке W. Точки показывают данные, полученные из результатов моделирования, а линии представляют собой линейную аппроксимацию этих данных для спиновых волн с волновыми векторами k_+ и k_- , распространяющихся в областях $x > x_c$ и $x < x_c$ соответственно.

$\Delta m_x^- / \Delta m_x^+$ экспоненциально увеличивается с расстоянием от источника спиновых волн, достигая 100 при $|x - x_c| = 3$ мкм, когда $J_W = 4 \times 10^{10} \text{ A m}^{-2}$. Поскольку при частоте $f = 1.7$ ГГц в волноводе имеет место распространение монохроматических спиновых волн с определенными волновыми векторами (см. Рис. 47), отношение мощности, переносимой в противоположных направлениях на расстояние $|x - x_c|$, равно квадрату функции, построенной на Рис. 50.

Для выявления оптимальных условий для усиления спиновых волн с помощью спин-орбитального момента в волноводе CoFeB мы изучили зависимость критических плотностей токов J_W^+ и J_W^- от величины магнитного поля H_y , направленного в плоскости волновода. Моделирование показало, что критические плотности токов монотонно уменьшаются при увеличении напряженности поля [см. Рис. 51 (a)]. В то же время рост H_y сопровождается поворотом равновесной намагниченности в слое CoFeB по направлению к ориентации в плоскости [см. вставку на Рис. 51 (a)]. Из-за такого вращения амплитуда прецессии намагниченности в волноводе немонотонно зависит от H_y . Как показано на Рис. 51 (b), амплитуда прецессии достигает максимума при $H_y \approx 1$ кЭ, после чего

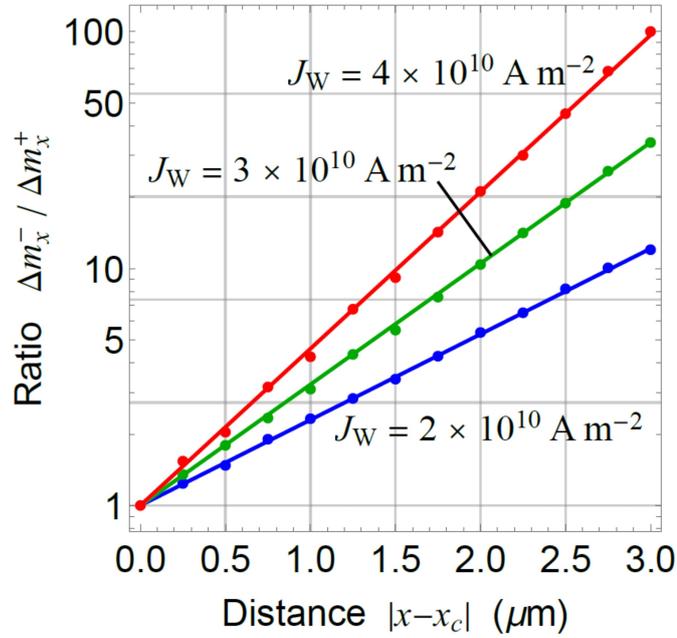


Рисунок 50 — Отношение $\Delta m_x^- / \Delta m_x^+$ амплитуд прецессии в спиновых волнах с волновыми числами k_- и k_+ , построенное как функция расстояния $|x - x_c|$ до центра волновода. Данные симуляций представлены точками, которые аппроксимированы экспоненциальным законом (линии).

стремительно уменьшается в диапазоне полей $H_y \geq 1.2$ кЭ. Следовательно, приложенное извне магнитное поле не должно превышать 1.2 кЭ, так что наименьшая допустимая величина плотности тока в W равна 1.6×10^{10} А м⁻². Этот результат демонстрирует, что выбранная величина внешнего поля $H_y = 750$ Э обеспечивает почти минимальную плотность критического тока в слое W и почти максимальную амплитуду прецессии в волноводе CoFeB.

Обсуждая связь наших теоретических результатов с доступными экспериментальными данными, можно отметить, что сильное влияние спин-орбитального момента на бегущие спиновые волны было обнаружено в волноводе из железо-иттриевого граната (ЖИГ) [139]. Было показано, что длины затухания спиновых волн могут быть увеличены примерно в 10 раз при пропускании электрического тока через слой Pt, приведенный в контакт с пленкой ЖИГ. До некоторого критического тока обратные длины затухания уменьшаются линейно с величиной тока, однако затем начинают увеличиваться вместо того, чтобы стремиться к нулю [139]. Отсутствие ожидаемой компенсации магнитного затухания спин-орбитальным моментом было отнесено к усилению магнитных флуктуаций, которые играют большую роль при сильных токах [142]. В системе ЖИГ/Pt плотность тока, ожидаемая для компенсации магнитного затухания,

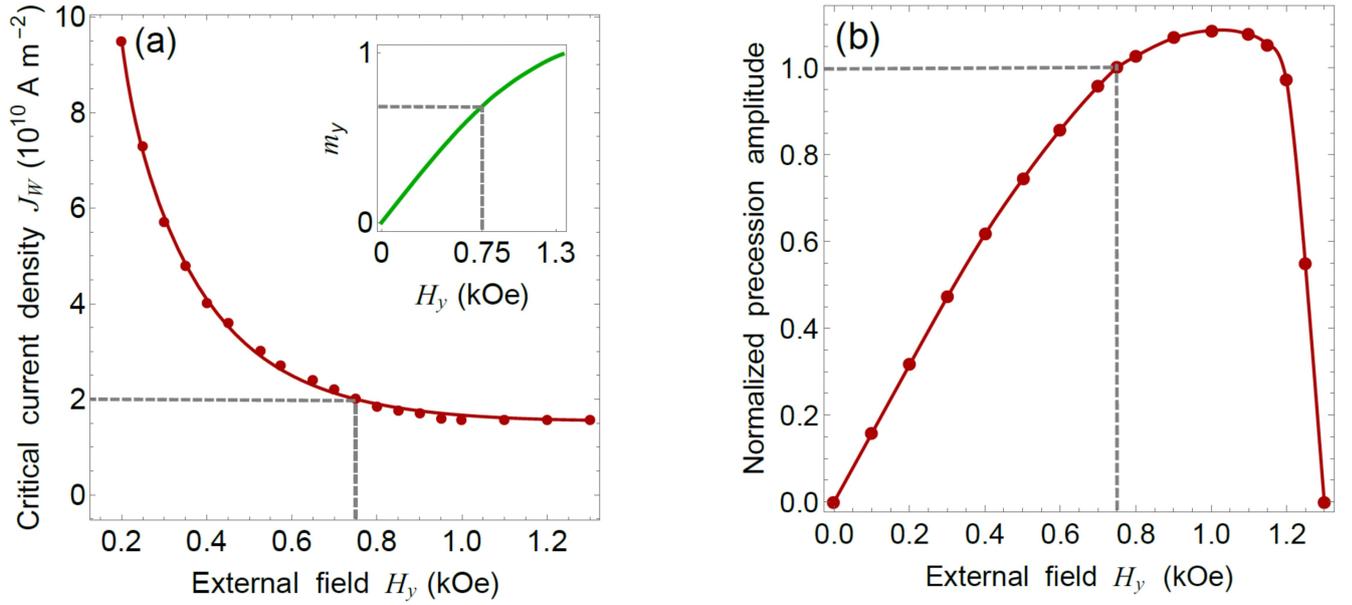


Рисунок 51 — Влияние величины внешнего магнитного поля на критическую плотность электрического тока в слое W (a) и резонансная амплитуда прецессии намагниченности в волноводе CoFeB (b). Точки показывают абсолютные значения плотности тока $J_W^+ \approx -J_W^-$ и амплитуды прецессии на частоте $f_{\text{res}}(H_y)$, нормированные на $f_{\text{res}}(H_y = 750 \text{ Э})$. Вставка на панели (a) показывает зависимость компоненты усредненной по ширине волновода равновесной намагниченности m_y от магнитного поля. Пунктирные линии обозначают результаты симуляции при $H_y = 750 \text{ Э}$.

примерно в 16 раз больше, чем критическая плотность тока $J_W \approx 2 \times 10^{10} \text{ А м}^{-2}$, которую мы предсказываем для слоя W в гетероструктуре W/CoFeB/MgO. Более того, максимальная амплитуда Δm_x прецессии намагниченности в нашем случае не превышает 0.15, а ее эллиптичность равна всего 1.4. Эти значения объясняют усиление спиновых волн спин-орбитальным вращающим моментом, продемонстрированное нашим моделированием в течение короткого промежутка времени $t = 6 \text{ нс}$ в отсутствие термических флуктуаций. Действительно, недавние исследования магнитной динамики в ферромагнитных дисках показали, что нелинейное затухание может быть подавлено минимизацией эллиптичности прецессии даже при амплитудах, превышающих 0.15 [150].

Однако моделирование на больших промежутках времени демонстрирует постепенное развитие автоосцилляций намагниченности в слое CoFeB при плотностях тока $J_W \leq J_W^+$ и $J_W \geq J_W^-$. Амплитуда этих колебаний значительно возрастает за время $t \simeq 20 \div 30 \text{ нс}$ после начала действия спин-орбитального вращающего момента, что приводит к передаче мощности спиновой волны

некогерентным осцилляциям на более высоких частотах из-за магнон-магнонного рассеяния. В результате, амплитуда спиновой волны начинает спадать с расстоянием от области возбуждения даже при самой большой из рассмотренных плотности тока $J_W = 5 \times 10^{10} \text{ А м}^{-2}$. Таким образом, полная компенсация описанного нелинейного магнитного затухания спин-орбитальным моментом оказывается невозможна [142], однако усиление спиновых волн в наноструктуре W/CoFeB/MgO в течение нескольких наносекунд достижимо. Это предсказание согласуется с полученными недавно экспериментальными данными, подтверждающими усиление спиновых волн короткими импульсами спин-орбитального вращающего момента в волноводе ЖИГ/Pt [269].

Чтобы проверить, возможно ли временное усиление спиновых волн в наноструктуре W/CoFeB/MgO в присутствии термических флуктуаций, нами было проведено дополнительное моделирование, в котором эффективное поле \mathbf{H}_{eff} , входящее в уравнение. (57), было дополнено вкладом теплового случайного поля \mathbf{H}_{th} [270]. Расчеты были выполнены с помощью программы MuMax3 [271] для 30-мкм волновода при температуре $T = 300 \text{ К}$. Для повышения устойчивости равновесной ориентации намагниченности по отношению к отклонениям, вызванным тепловыми флуктуациями, ширина слоя CoFeB w_F была увеличена с 40 до 100 нм. Также было введено внешнее магнитное поле с проекциями

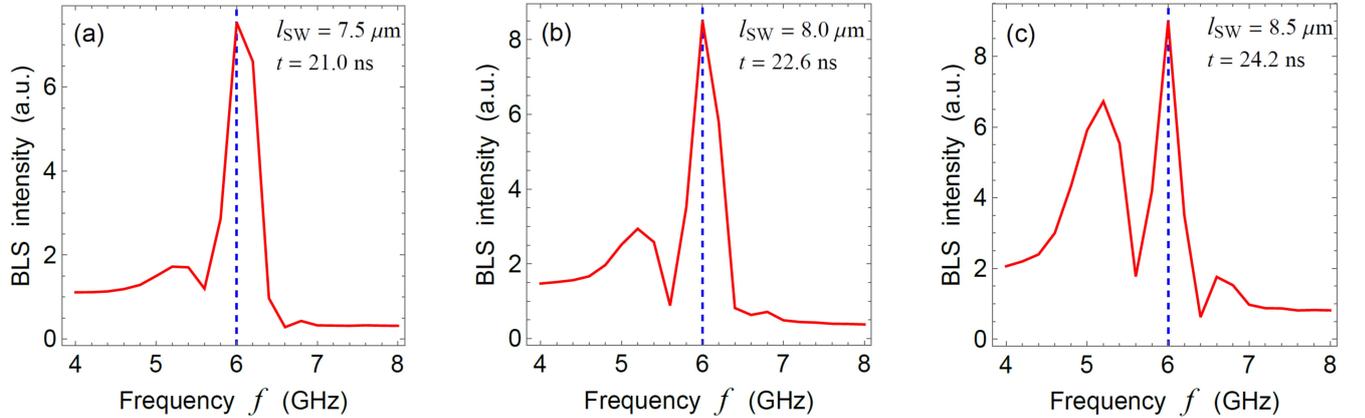


Рисунок 52 — Частотный спектр сигнала BLS, рассчитанный для областей волновода с размерами $\delta x = 100 \text{ нм}$ и $\delta y = w_F = 100 \text{ нм}$, находящихся вблизи координаты $x_{\text{SW}}(t)$ фронта спиновой волны в волноводе CoFeB. Спиновая волна распространяется в левой половине волновода, и расстояние $l_{\text{SW}}(t)$ между ее фронтом и центром волновода равно $l_{\text{SW}}(t = 21 \text{ нс}) = 7.5 \text{ мкм}$ (a), $l_{\text{SW}}(t = 22.6 \text{ нс}) = 8 \text{ мкм}$ (b) и $l_{\text{SW}}(t = 24.2 \text{ нс}) = 8.5 \text{ мкм}$ (c). Плотность электрического тока в слое W равна $J_W = 20 \times 10^{10} \text{ А м}^{-2}$.

$H_y = 540$ Э и $H_z = 1700$ Э, что обеспечило непараметрическое возбуждение спиновых волн осциллирующей ЭМА на частотах выше резонансной, которая равна 5.1 ГГц при таком поле. Кроме того, использовались периодические граничные условия $\mathbf{m}(x = L_F) = \mathbf{m}(x = 0)$, необходимые для избежания отражения спиновых волн от концов волновода.

Моделирование, в котором использовалось типичное значение частоты возбуждения $f = 6$ ГГц и разные плотности $J_W \sim 10^{11}$ А м⁻² электрического тока в слое W, продемонстрировало генерацию как монохроматических спиновых волн, так и некогерентных осцилляций намагниченности в слое CoFeB. Поскольку толщина пленки CoFeB очень мала, влияние термических флуктуаций при $T = 300$ К на динамику намагниченности оказалось значительным. В результате, для оценки амплитуды спиновой волны понадобилось усреднение намагниченности по пространству и времени. Поскольку распространение спиновых волн в ферромагнетиках может быть визуализировано с помощью спектроскопии Бриллюэна рассеянного света (Brillouin light scattering, BLS) [272], нами была рассчитана интенсивность сигнала BLS, соответствующая динамике намагниченности, предсказанной нашим моделированием. С использованием метода расчета, описанного в работе [273], были получены частотные спектры сигнала BLS внутри фронтов $x_{SW}(t)$ двух бегущих спиновых волн в разные моменты времени t спустя их генерации в центре волновода. Типичные рассчитанные спектры, представленные на Рис. 52, демонстрируют два легко различимых пика, один из которых располагается вблизи частоты возбуждения $f = 6$ ГГц, в то время как другой имеет место на частоте $f = 5.2$ ГГц, примерно равной резонансной $f_{res} = 5.1$ ГГц. Поскольку не зависящий от частоты и пространственного расположения фон сигнала BLS был вычтен из спектров, показанных на Рис. 52, высота первого пика может быть использована для охарактеризования интенсивности спиновой волны в точке $x_{SW}(t)$ ее фронта. Второй пик соответствует автоосцилляциям намагниченности, которые постепенно развиваются в течение времени t , пока спиновая волна распространяется в волноводе. Сравнение трех спектров, представленных на Рис. 52, показывает, что интенсивность таких осцилляций стремительно возрастает со временем и достигает интенсивности спиновой волны по прошествии примерно 24 нс.

Зависимости интенсивности сигнала BLS на частоте $f = 6$ ГГц от координаты $x_{SW}(t)$ фронта спиновой волны в волноводе показаны на Рис. 53. Важно, что когда плотность тока J_W в слое тяжелого металла достаточно

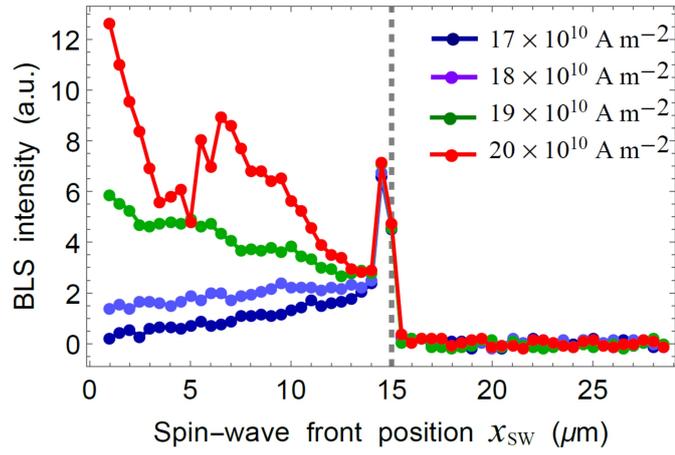


Рисунок 53 — Зависимости интенсивности сигнала BLS, рассчитанного на частоте $f = 6$ ГГц, от координаты x_{sw} фронта спиновой волны в волноводе. Значения плотности электрического тока J_{W} в слое W указаны на рисунке. Пунктирная линия показывает положение области возбуждения в центре волновода.

высока ($J_{\text{W}} = 20 \times 10^{10} \text{ A m}^{-2}$), амплитуда спиновой волны, распространяющейся в левой половине волновода, значительно увеличивается с расстоянием $|x_{\text{sw}}(t) - L_{\text{F}}/2|$ от области возбуждения. Таким образом, временное усиление спиновых волн спин-орбитальным вращающим моментом достижимо в наноструктуре W/CoFeB/MgO даже при комнатной температуре.

В этом параграфе мы представили результаты теоретического исследования электрического возбуждения и контроля спиновых волн в ферромагнитном волноводе. Исследование было проведено для наноструктуры W/CoFeB/MgO с перпендикулярной анизотропией и взаимодействием Дзялошинского-Мории, порождаемыми интерфейсами CoFeB|MgO и W|CoFeB соответственно. Путем микромагнитного моделирования, основанного на численном решении модифицированного уравнения ЛЛГ, мы показали, что модуляция ЭМА радиочастотным напряжением, локально приложенным к слою MgO, позволяет генерировать спиновые волны, распространяющиеся в противоположных направлениях от центра волновода CoFeB. Не смотря на то что из-за взаимодействия Дзялошинского-Мории эти волны обладают разными волновыми числами ($21.08 \text{ рад мкм}^{-1}$ и $17.42 \text{ рад мкм}^{-1}$ при частоте $f = 1.7$ ГГц), они имеют одинаковые длины затухания, равные 2.5 мкм . Стоит отметить, что в отличие от предыдущих теоретических работ [10; 274], возбуждение спиновых волн с помощью ЭМА в нашем случае не является параметрическим. Из-за наклона намагниченности в ферромагнитном слое (Рис. 44) генерация

спиновых волн происходит даже при малых амплитудах радиочастотного напряжения, что не наблюдается в случае параметрического возбуждения, при котором требуются амплитуды напряжения, выше некоторого критического значения [10; 274]. Кроме того, моделирование продемонстрировало возможность изменять длины затухания спиновых волн в слое CoFeV путем пропускания постоянного электрического тока через прилегающую к ферромагнетику пленку W. В зависимости от направления электрического тока и эффективного поля \mathbf{H}_{eff} длина затухания либо увеличивается, либо уменьшается из-за действия спин-орбитального вращающего момента на намагниченность. Важно, что при критической плотности тока $J_W \approx 2 \times 10^{10} \text{ А м}^{-2}$, при которой нелинейное затухание еще не проявляется, происходит полная компенсация линейного магнитного затухания за счет отрицательного эффективного затухания, созданного спин-орбитальным вращающим моментом. Это удивительное свойство гетероструктуры W/CoFeV/MgO открывает возможность энергоэффективного электрического контроля распространения спиновых волн в слое CoFeV. Таким образом, рассмотренная наноструктура представляет собой волновод, в котором распространение спиновых волн без затухания может быть реализовано на практике.

При втекании электрического тока в слой тяжелого металла вблизи центра волновода поток заряда направлен по-разному в разных половинах структуры (Рис. 44). Следовательно, спиновые волны, распространяющиеся в двух разных половинах волновода, испытывают противоположное по знаку действие спин-орбитального вращающего момента. Таким образом, появляется возможность значительно увеличить длину распространения одной волны, одновременно подавляя другую волну. Моделирование показывает, что отношение амплитуд прецессии намагниченности на противоположных концах 6-микрометрового волновода CoFeV достигает 100 при плотности тока $J_W = 4 \times 10^{10} \text{ А м}^{-2}$. Этот результат демонстрирует, что возможна передача спинового сигнала только к одному из концов волновода. Более того, направление передачи этого сигнала может быть переключено сменой полярности постоянного напряжения, приложенного к слою тяжелого металла. Таким образом, исследованная наноструктура W/CoFeV/MgO представляет собой электрически управляемый магнитный прибор, который конвертирует входной электрический сигнал в спиновый, который может быть передан к одному из двух выходов. Поскольку такое устройство не использует в своей работе переменных магнитных полей,

рассеиваемая на нем мощность относительно мала, что является несомненным плюсом для приложений.

3.3 Маршрутизация спиновых волн путем изменения электрочувствительной анизотропии

В этом параграфе описываются результаты микромагнитного моделирования гетероструктуры BiSe/CoFeB/MgO (Рис. 54), которые демонстрируют возможность эффективной генерации спиновых волн спин-орбитальным вращающим моментом и их маршрутизации за счет изменения электрочувствительной интерфейсной анизотропии. Толщина ферромагнитной пленки t_F при численных расчетах была принята равной 1.6 нм, что обеспечивает перпендикулярную плоскости пленки равновесную ориентацию намагниченности, так как спин-ориентационный переход в рассматриваемой гетероструктуре происходит при толщине $t_F \approx 1.7$ нм. При пропускании радиочастотного электрического тока через поверхностные состояния топологического изолятора BiSe возникает переменный спин-орбитальный момент, порождающий прецессию намагниченности в CoFeB. Важно, что этот момент максимален при перпендикулярной ориентации намагниченности, а коэффициент ξ_{DL} , определяющий величину последнего члена в уравнении (57), для интерфейса BiSe|CoFeB имеет величину $\xi_{DL} = 18.62$ [275], намного большую, чем в случае контакта ферромагнетика с тяжелым металлом (например, $\xi_{DL} = -0.267$ для CoFeB|W [263]). В результате даже при сравнительно малых амплитудах плотности тока $J_{BiSe} \sim 5 \times 10^7$ А м⁻² в нанослое CoFeB возникает большеугловая прецессия намагниченности с амплитудой $\theta \sim 10^\circ$. Когда частота тока f ниже частоты ферромагнитного резонанса f_{res} , эта прецессия ограничена областью нанослоя CoFeB, прилегающей к BiSe. Однако при $f > f_{res}$ эта область становится источником спиновой волны, распространяющейся по ферромагнитной пленке.

В работе была рассмотрена структура BiSe/CoFeB/MgO, состоящая из нескольких частей: наноэлемента CoFeB/MgO, контактирующего с топологическим изолятором BiSe; постепенно расширяющейся пленки CoFeB/MgO с двумя верхними электродами, позволяющими локально изменять ЭМА; и трех длинных волноводов CoFeB/MgO [Рис. 54 (а)]. Когда напряжения V_1 и V_2 между

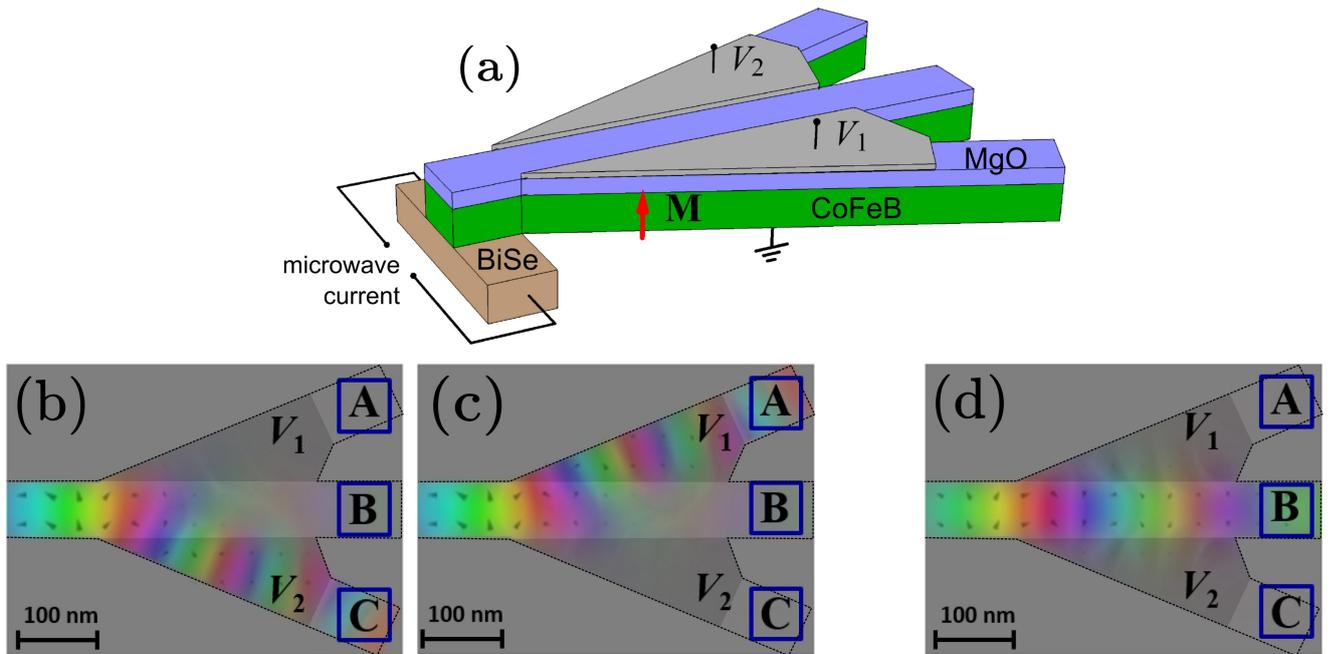


Рисунок 54 — Наноструктура BiSe/CoFeB/MgO, подключенная к генератору переменного электрического тока $I_{\text{BiSe}}(t)$ и источникам постоянных напряжений V_1 и V_2 . Пространственные распределения проекции $d\mathbf{m}(x, y, t = 10 \text{ нс})/dt$ на плоскость пленки демонстрируют маршрутизацию спиновой волны в системе волноводов CoFeB к выходу C при $V_1 = 1 \text{ В}$ и $V_2 = -1 \text{ В}$ (b), к выходу B при $V_1 = 1 \text{ В}$ и $V_2 = 1 \text{ В}$ (c) и к выходу A при $V_2 = 1 \text{ В}$ и $V_1 = -1 \text{ В}$ (d). Частота электрического тока с плотностью $J_{\text{BiSe}} = 5 \times 10^7 \text{ А м}^{-2}$ равна 3.5 ГГц.

управляющими электродами и заземленным ферромагнитным слоем отсутствуют, генерируемая спин-орбитальным моментом спиновая волна разделяется на три примерно равных по амплитуде волны, бегущих по трем волноводам. При ненулевых же напряжениях V_1 и V_2 в крайних волноводах происходит изменение связанной с интерфейсом CoFeB|MgO анизотропии, что вызывает перераспределение мощности исходной спиновой волн между волноводами. Микромагнитное моделирование показывает, что наиболее сильное перераспределение возникает в случае, когда частота возбуждающего спиновую динамику радиочастотного электрического тока лишь немного превышает резонансную частоту f_{res} . В этой ситуации приложение подходящих постоянных напряжений V_1 и V_2 к управляющим электродам позволяет почти полностью направить генерируемую спиновую волну в один из волноводов. На Рис. 54 показаны пространственные распределения проекции $d\mathbf{m}(x, y, t)/dt$ на плоскость пленки при разных комбинациях знаков напряжений V_1 и V_2 . Эти распределения показывают, что спиновая волна либо втягивается в область CoFeB под электродом с

отрицательным напряжением V_1 или V_2 , либо распространяется в зоне между электродами, если к ним приложены положительные напряжения V_1 и V_2 .

У обнаруженного эффекта есть два объяснения. Во-первых, резонансная частота f_{res} в области пленки CoFeB под управляющим электродом является функцией приложенного к нему напряжения V . Действительно, эффективное поле \mathbf{H}_{eff} содержит вклад $\delta H_z^{\text{PMA}} = -2k_s V / (\mu_0 M_s t_{\text{MgO}} t_{\text{F}})$, отражающий воздействие ЭМА на намагниченность. Если волна имеет частоту f_{sw} , лишь немного превышающую $f_{\text{res}}(V = 0)$, то вызванное приложением $V > 0$ увеличение резонансной частоты может привести к соотношению $f_{\text{sw}} < f_{\text{res}}(V)$. В таком случае спиновая волна оказывается “отсеченной” и не может распространяться в области пленки CoFeB под управляющим электродом (см. параграф 1.3.2). Подробное объяснение этого явления представлено в работе [149]. Во-вторых, приложение отрицательного напряжения $V < 0$ ослабляет интерфейсную анизотропию, которая задает перпендикулярную равновесную ориентацию намагниченности в ферромагнитной пленке. В результате амплитуда прецессии увеличивается в области под электродом с напряжением $V < 0$.

Таким образом, проведенное исследование продемонстрировало возможность маршрутизации спиновых волн к одному из выходов магنونного устройства передачи информации с помощью подачи постоянных напряжений разной полярности на управляющие электроды. Важность данного результата с точки зрения практического приложения в магнонике состоит в том, что предложенный метод существенно уменьшает рассеиваемую мощность прибора, поскольку управление спиновыми волнами происходит практически без протекания электрического тока.

Глава 4. Электрическое управление неоднородными магнитными состояниями

Данная глава посвящена теоретическому исследованию электрического возбуждения и контроля магнитных солитонов и доменных стенок (ДС). Путем микромагнитного моделирования продемонстрирована возможность генерации магнитных капельных солитонов в гетероструктуре MgO/Fe/MgO путем приложения субнаносекундных импульсов электрического напряжения, локально изменяющего перпендикулярную ЭМА. Показано, что созданный таким образом солитон может существовать до 50 наносекунд при комнатной температуре и распространяться на микрометровые расстояния под действием неоднородного размагничивающего поля. Также изучено движение солитона в присутствии градиента ЭМА, создаваемого управляющим электродом в виде полупроводниковой полоски, нанесенной на верхний слой MgO. Показано, что прохождение солитона через область Fe под таким электродом приводит к изменению его траектории, зависящему от разности потенциалов, созданной между концами полупроводниковой полоски. Таким образом, продемонстрирована возможность электрической маршрутизации магнитных капельных солитонов в гетероструктурах с ЭМА.

Во второй части приводятся результаты исследования динамики ДС в гетероструктурах Pt/Co(Fe)/MgO/Si, в которых сосуществуют градиент ЭМА и интерфейсное взаимодействие Дзялошинского-Мории (ВДМ). Микромагнитное моделирование показало существенное различие в характере движения ДС при наличии ВДМ и в его отсутствие. Для объяснения этого результата нами было решено уравнение Эйлера-Лагранжа для ДС, описываемой тремя коллективными координатами. Было обнаружено, что в зависимости от константы ВДМ D существует два типа решения, соответствующих поступательному движению при больших значениях D и колебаниям около начального положения при малых D . Кроме того, было найдено, что скорость ДС пропорциональна градиенту электрического напряжения, приложенного к слою Si, и обратно пропорциональна параметру затухания Гилберта ферромагнитной пленки. Микромагнитное моделирование подтвердило сделанные выводы, например, скорость ДС в слое Fe с малым затуханием достигает 100 м/с, и она

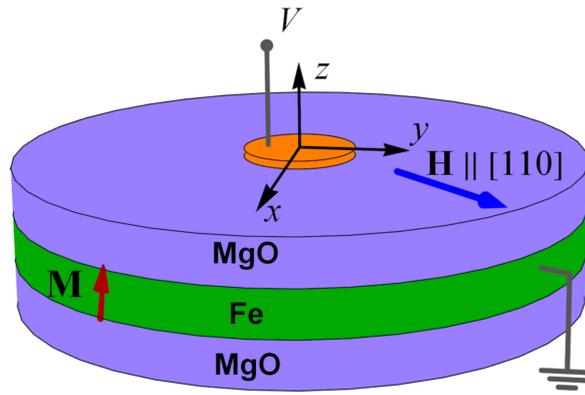


Рисунок 55 — Цилиндрический тройной слой MgO/Fe/MgO с круглым управляющим электродом, подключенным к источнику напряжения. Нанослой Fe с перпендикулярной магнитной анизотропией помещен в слабое магнитное поле \mathbf{H} , направленное в плоскости слоя, которое отклоняет намагниченность \mathbf{M} от перпендикулярной ориентации.

может перемещаться на несколько микрометров. Полученные результаты важны для разработки устройств памяти и обработки информации, использующих в своей работе подвижные ДС.

4.1 Генерация капельных солитонов без компенсации магнитного затухания

В этом параграфе приводятся теоретические результаты, показывающие, что магнитные капельные солитоны могут быть созданы без компенсации магнитного затухания. Такая возможность возникает в структурах ферромагнетик - диэлектрик с ЭМА.

В работе моделировалась динамика намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ в нанослое Fe(001), выращенном на подложке MgO(001) и покрытом ультратонким слоем MgO (Рис. 55). Чтобы убедиться, что намагниченность в слое Fe остается перпендикулярной его плоскости во всех проведенных микромагнитных симуляциях, были рассчитаны критическая толщина Fe t_{SRT} и среднее значение $\langle \theta \rangle$ полярного угла намагниченности θ как функция напряженности H приложенного магнитного поля. Результаты, представленные на Рис. 56 показывают, что t_{SRT} больше выбранной толщины слоя Fe $t_{\text{F}} = 0.75$ нм, а значение $\langle \theta \rangle$ оказывается меньше 8° даже при самом сильном поле $H = 400$ Э, используемомся

в моделировании. Отметим, что в отсутствие магнитного поля расчет дает

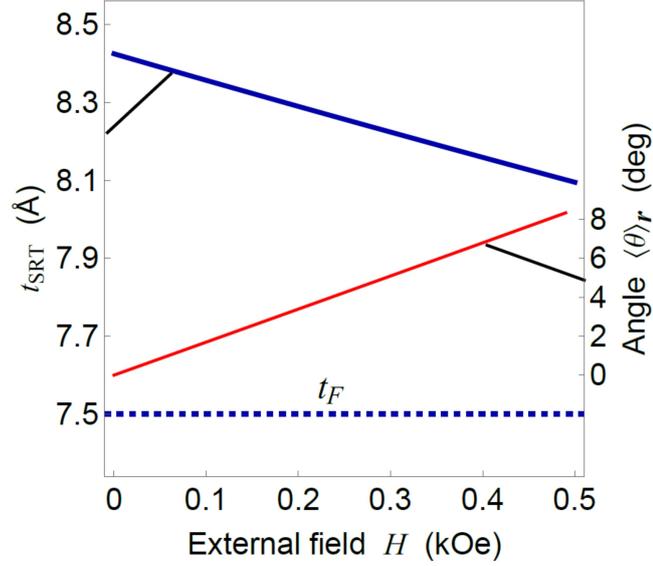


Рисунок 56 — Критическая толщина слоя Fe t_{SRT} и среднее значение $\langle \theta \rangle$ полярного угла намагниченности θ при $t_F = 0.75$ нм (пунктирная линия), построенные как функции напряженности магнитного поля H .

$t_{\text{SRT}} \approx 0.9$ нм, что согласуется с экспериментальными данными [276]. Слой ферромагнетика моделировался двумерным ансамблем из N расчетных ячеек с размерами $l_x = l_y = 1.5$ нм и $l_z = t_F$, существенно меньшими длины обменного взаимодействия $\lambda_{\text{ex}} \approx 3.3$ нм в Fe [277]. Считая, что намагниченность насыщения M_s остается неизменной при фиксированной температуре, мы рассчитали эволюцию во времени $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, численно решая систему уравнений ЛЛГ для единичных векторов $\mathbf{m}(\mathbf{r}_n, t) = \mathbf{M}(\mathbf{r}_n, t)/M_s$, определяющих направления намагниченности в расчетных ячейках, находящихся в точках \mathbf{r}_n ($n = 1, 2, 3, \dots, N$). Эффективное поле \mathbf{H}_{eff} , входящее в уравнение ЛЛГ, рассчитывалось как сумма $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_{\text{dip}} + \mathbf{H}_{\text{an}}$, где \mathbf{H} это внешнее магнитное поле, \mathbf{H}_{ex} и \mathbf{H}_{dip} обозначают вклады обменного и дипольного взаимодействий между спинами в Fe, а \mathbf{H}_{an} описывает совокупность магнитокристаллической, магнитоупругой и интерфейсной анизотропий, имеющих в структуре MgO/Fe/MgO. Вклады обменного и дипольного взаимодействия в эффективное поле \mathbf{H}_{eff} были рассчитаны как описано в главе 3, а для определения поля анизотропии \mathbf{H}_{an} использовалось соотношение $\mathbf{H}_{\text{an}} = -(\mu_0 M_s)^{-1} \partial F_{\text{an}} / \partial \mathbf{m}$. Объемная плотность свободной энергии F_{an} магнитной анизотропии может быть

приближенно записана как [278]

$$\begin{aligned}
F_{\text{an}} \approx & K_1(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 \\
& + B_1(u_{xx} m_x^2 + u_{yy} m_y^2) - B_1 \left[\frac{B_1}{6c_{11}} + \frac{c_{12}}{c_{11}}(u_{xx} + u_{yy}) \right] m_z^2 \\
& + \frac{K_{s\parallel} + K'_{s\parallel}}{t_F} m_x^2 m_y^2 + \frac{K_{s\perp} + K'_{s\perp}}{t_F} (m_x^2 + m_y^2) m_z^2 + \frac{K_s + K'_s}{t_F} m_z^2,
\end{aligned} \tag{61}$$

где K_1 и K_2 это коэффициенты членов четвертого и шестого порядков, определяющих кубическую анизотропию объемного Fe при фиксированных деформациях решетки \mathbf{u} , B_1 это магнитоупругая постоянная, c_{11} и c_{12} обозначают коэффициенты упругости при фиксированной намагниченности, u_{xx} и u_{yy} это компоненты тензора деформаций нанослоя Fe, вызванных подложкой MgO, а K_s , $K_{s\parallel}$, $K_{s\perp}$ и K'_s , $K'_{s\parallel}$, $K'_{s\perp}$ это параметры, характеризующие магнитную анизотропию, связанную с верхним и нижним интерфейсами Fe|MgO соответственно. Множитель $1/t_F$ в последних трех слагаемых отражает тот факт, что в направлении толщины z используется лишь одна расчетная ячейка, что оправдано условием $t_F < \lambda_{\text{ex}}/2$.

Численное интегрирование уравнения ЛЛГ выполнено с помощью проекционного метода Рунге-Кутты с шагом по времени 10 фс, который много меньше длительности $\tau_V > 0.1$ нс прямоугольного импульса напряжения, приложенного к электроду. Моделирование было произведено с помощью программного обеспечения MuMax3 [271]. Чтобы сделать возможным непараметрическое возбуждение магнитной динамики с помощью ЭМА, мы ввели в модель магнитное поле $\mathbf{H} \parallel [110]$, создающее наклон намагниченности в равновесии [279].

Сначала была рассмотрена гетероструктура в форме диска, которая включает в себя наноразмерный управляющий электрод на верхнем нанослое MgO (Рис. 55). Электрическое поле E_z , созданное в диэлектрике MgO приложенным к верхнему электроду напряжением $V(t)$, изменяет удельную энергию, связанную с верхним интерфейсом Fe|MgO [280; 281]. Следовательно, коэффициент K'_s в уравнении (61) должен рассматриваться как величина, зависящая от напряжения для расчетных ячеек под управляющим электродом. Поскольку $K'_{s\perp}$ и $K'_{s\parallel}$ существенно меньше, чем K'_s [278], возможные зависимости этих коэффициентов от напряжения могут не учитываться. С учетом того, что функция $K'_s(E_z)$ практически линейна вплоть до полей ~ 2 В нм⁻¹ [281], зависимость K'_s

от напряжения может быть записана как $K'_s = K_s^0 + k_s V/t_{\text{MgO}}$, где K_s^0 это величина K'_s при $E_z = 0$, k_s это чувствительность K'_s к электрическому полю [282], а t_{MgO} обозначает толщину нанослоя MgO.

В соответствии с имеющимися экспериментальными данными [276] намагниченность насыщения пленки Fe толщиной 0.75 нм была взята равной $M_s = 1.71 \times 10^6$ А м⁻¹. Деформации решетки, индуцированные в слое Fe толстой подложкой MgO, равны $u_{xx} = u_{yy} = 3.9\%$ [278]. Также в численных расчетах использовалась константа обменного взаимодействия $A_{\text{ex}} = 20$ пДж м⁻¹ [277], параметр затухания Гилберта $\alpha = 0.0025$ [283], коэффициенты магнитокристаллической анизотропии $K_1 = 48$ кДж м⁻³ [277] и $K_2 = 15$ кДж м⁻³ [284], параметры перпендикулярной магнитной анизотропии $K_s^0 = -9 \times 10^{-4}$ Дж м⁻² [276] и $K_{s\parallel} = K_{s\perp} = K'_{s\parallel} = K'_{s\perp} = -4.5 \times 10^{-5}$ Дж м⁻² [278], коэффициент ЭМА $k_s = 100$ фДж В⁻¹ м⁻¹ [175], магнитоупругая константа $B_1 = -3.3 \times 10^6$ Дж м⁻³ [284], а также упругие константы $c_{11} = 2.42 \times 10^{11}$ Н м⁻² и $c_{12} = 1.465 \times 10^{11}$ Н м⁻² [285]. При выбранной толщине слоя MgO $t_{\text{MgO}} = 2$ нм влияние туннельного тока на динамику намагниченности оказалось пренебрежимо малым и не учитывалось в моделировании. Диаметр тройного слоя MgO/Fe/MgO был взят равным 450 нм, а радиус R_G управляющего электрода варьировался от 30 до 120 нм.

Моделирование показало, что равновесное магнитное состояние в рассматриваемом диске Fe толщиной 0.75 нм практически однородно. Из-за сильной перпендикулярной магнитной анизотропии, преобладающей в таком ферромагнитном нанослое, вызванное действием магнитного поля \mathbf{H} отклонение вектора намагниченности \mathbf{M} от перпендикулярной ориентации оказывается малым даже при самой большой напряженности магнитного поля $H = 400$ Э, используемой в расчетах. При выбранном направлении магнитного поля вдоль кристаллографического направления [110], которое из-за условия $K_1 + (K_{s\parallel} + K'_{s\parallel})/t_F < 0$ является легкой осью анизотропии в плоскости слоя Fe, среднее значение полярного угла θ оказалось меньше 8° (Рис. 56).

При изучении электрически индуцированной динамики намагниченности мы рассматривали гетероструктуру MgO/Fe/MgO, к которой приложен прямоугольный импульс напряжения $V = -4$ В длительностью τ_V , лежащей в диапазоне от 0.1 до 1 нс. При таком напряжении электрическое поле E_z внутри слоя MgO толщиной 2 нм меньше поля пробоя $E_b \approx 2.4$ В нм⁻¹ [286]. Микромагнитное моделирование показало, что импульс напряжения, локально

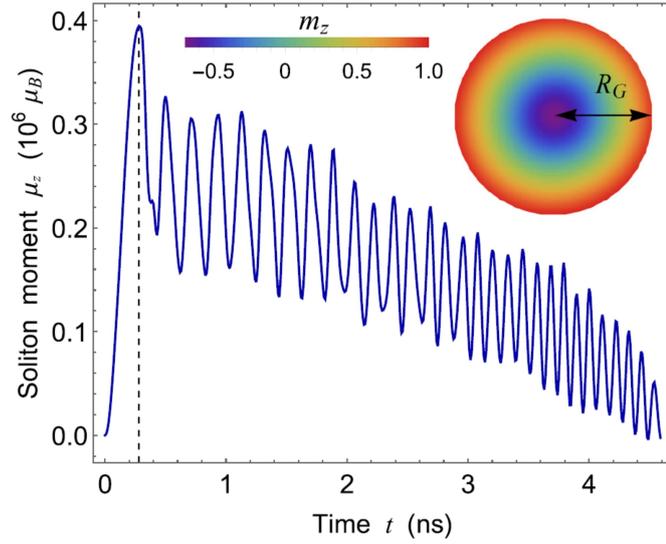


Рисунок 57 — Временная зависимость магнитного момента μ_z электрически генерируемого капельного солитона. Импульс напряжения $V = -4$ В длительностью $\tau_V = 0.3$ нс приложен к управляющему электроду радиуса $R_G = 50$ нм, а напряженность магнитного поля равна 300 Э. Вставка показывает пространственное распределение направляющего косинуса $m_z(x, y)$ намагниченности под управляющим электродом при $t = 0.28$ нс.

уменьшающий перпендикулярную магнитную анизотропию, может индуцировать прецессионное переключение намагниченности примерно на 180° внутри области Fe, находящейся под управляющим электродом. Переключенная область занимает площадь S , меньшую чем площадь электрода S_G , и может иметь практически круглую форму (см. вставку на Рис. 57). Переключение создает изменение магнитного момента $\boldsymbol{\mu}$ пленки Fe, у которого превалирует компонента $\mu_z(t) = -M_s t_F \int_{S_G} dx dy [m_z(\mathbf{r}, t) - m_z(\mathbf{r}, t = 0)]$. Поскольку $\mu_z(t = \tau_V) \sim 2M_s t_F S$, переключенная область представляет собой магнитный капельный солитон. Рисунок 57 показывает эволюцию магнитного момента $\mu_z(t)$ капельного солитона во времени. Видно, что μ_z колеблется с постепенно увеличивающейся частотой $f_\mu(t)$ и уменьшающейся амплитудой, практически исчезая через несколько наносекунд. Анализ результатов моделирования показывает, что такое поведение главным образом является следствием колебаний площади солитона S . Важно, что при этом солитон не испытывает дрейфа по направлению к границам диска Fe за все время своего существования.

Время жизни солитона τ_S зависит от длительности импульса τ_V , радиуса электрода R_G , а также напряженности внешнего магнитного поля \mathbf{H} . Анализируя результаты микромагнитного моделирования, проведенного при разных

значениях τ_V , мы пришли к выводу, что оптимальная длительность импульса τ_V^* , максимизирующая время жизни солитона, соответствует минимуму величины $\int_{S_G} dx dy \left(H_z^{\text{eff}} - \frac{2k_s V}{\mu_0 M_s t_{\text{MgO}} t_F} m_z \right)$. Рисунок 58 показывает зависимости

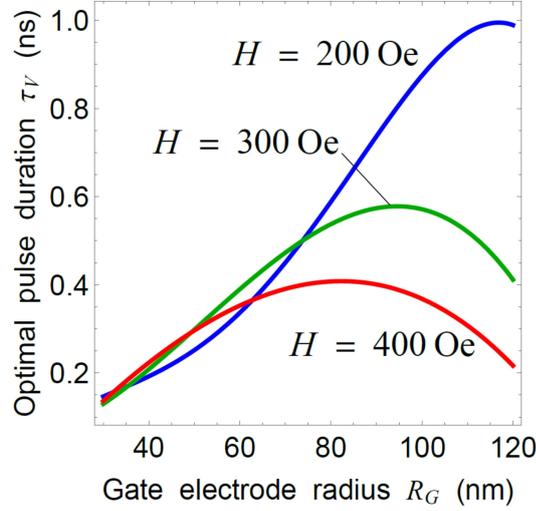


Рисунок 58 — Зависимости оптимальной длительности τ_V^* импульса от радиуса R_G управляющего электрода, рассчитанные при разных напряженностях H приложенного магнитного поля.

оптимальной длительности импульса τ_V^* от радиуса электрода R_G , рассчитанные при разных напряженностях магнитного поля. Видно, что оптимальная длительность импульса сначала увеличивается с ростом радиуса, однако при достижении последним порогового значения R_{th} начинает уменьшаться. Такая смена характера зависимости $\tau_V^*(R_G)$ объясняется проявлением неоднородного переключения намагниченности: а именно при $R_G > R_{\text{th}}$ под электродом образуются сразу два или три солитона вместо одного. Далее мы представляем результаты, касающиеся только моделирования гетероструктур с радиусом управляющего электрода $R_G < R_{\text{th}}$, к которым прикладываются импульсы напряжения с оптимальной длительностью $\tau_V^*(R_G, H)$.

Зависимости времени жизни солитона τ_S от радиуса электрода при разных напряженностях магнитного поля показаны на Рис. 59 (а). При фиксированном поле τ_S возрастает с радиусом электрода до оптимального значения $R_G^*(H)$, при котором τ_S достигает максимума. Важно отметить, что при $H = 200$ Э время жизни солитона достигает 100 нс в случае использования электрода с радиусом, близким к $R_G^*(H = 200 \text{ Э}) \approx 120$ нм. Как можно было ожидать, рост τ_S в области $R_G < R_G^*$ коррелирует с зависимостью максимального магнитного момента солитона $\mu_z(t)$ от радиуса электрода [см. Рис. 59 (b)].

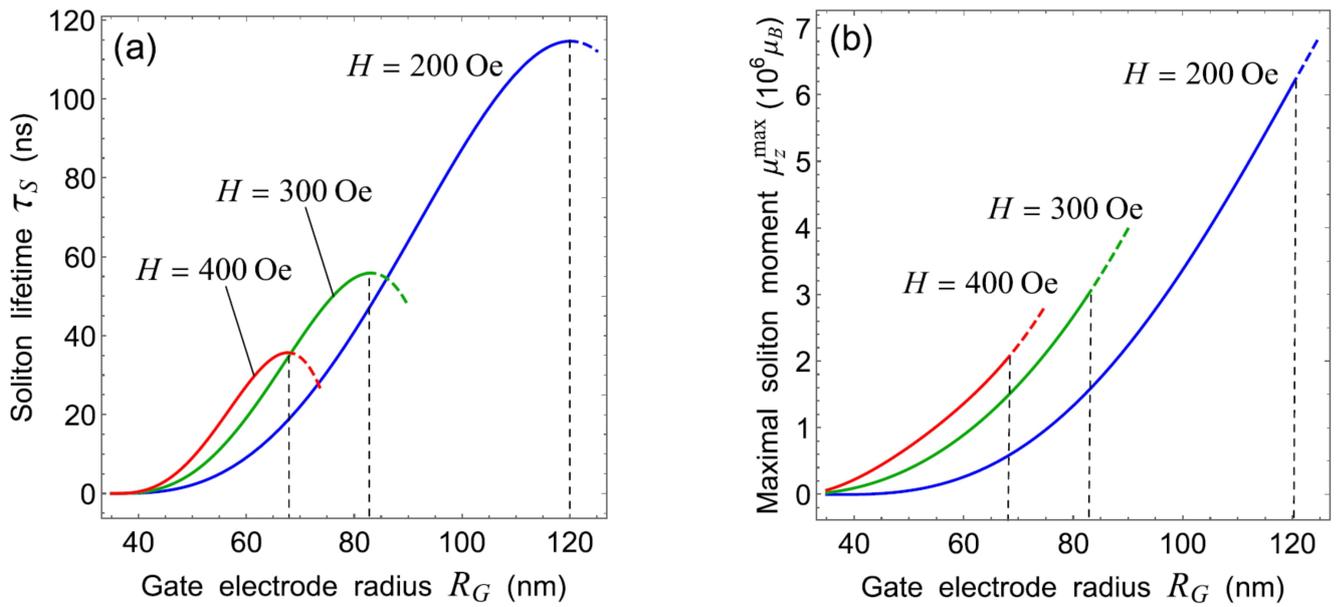


Рисунок 59 — Время жизни солитона τ_S (a) и максимальное значение его магнитного момента μ_z (b), построенные как функции радиуса R_G управляющего электрода. Напряженности H приложенного магнитного поля указаны на графиках.

Спад же τ_S при $R_G > R_G^*$ может быть объяснен более интенсивным испусканием спиновых волн солитонами с большой площадью, что приводит к утечке магнитного момента из солитона. Действительно, микромагнитное моделирова-

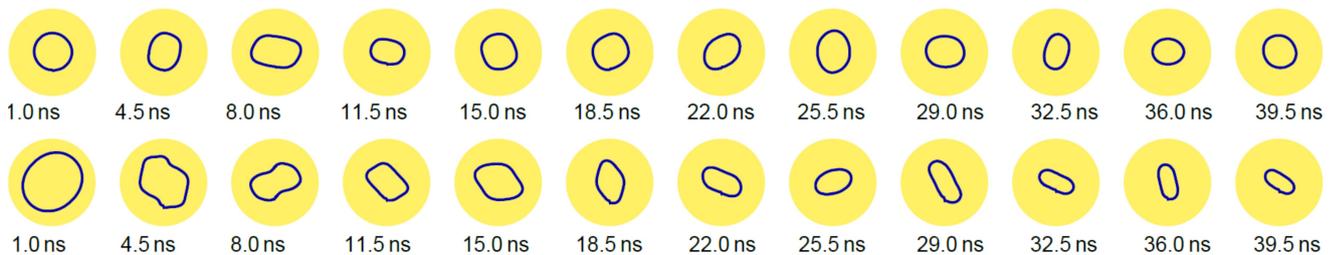


Рисунок 60 — Эволюции во времени капельных солитонов, генерируемых импульсами напряжения с оптимальными длительностями, приложенными к электроду радиусом $R_G = 90$ нм (верхний ряд) и $R_G = 110$ нм (нижний ряд). Синяя линия показывает границу солитона, а желтая область соответствует участку пленки Fe под управляющим электродом. Напряженность магнитного поля $H = 200$ Э.

ние подтверждает, что радиус электрода R_G влияет как на размер солитона, так и на его форму. Рисунок 60 показывает эволюцию солитонов, образующихся под электродами разных размеров. Видно, что оба солитона претерпевают значительные изменения формы, постепенно уменьшаясь в размерах. Тем не

менее, солитон, генерируемый импульсом напряжения, приложенным к электроду меньшего радиуса $R_G = 90$ нм, становится практически круглым, когда время его эволюции достигает 40 нс. Напротив, форма солитона, образованного под электродом с бóльшим радиусом $R_G = 110$ нм, существенно анизотропна, а его граница значительно изменяется по прошествии тех же 40 нс. Эта особенность вызывает интенсивное излучение солитоном спиновых волн, что является причиной стремительного уменьшения его площади и магнитного момента.

Для оценки влияния термических флуктуаций на время жизни солитона было проведено дополнительное моделирование с учетом случайного Гауссова шума. В этих расчетах эффективное поле \mathbf{H}_{eff} , входящее в уравнение ЛЛГ, включало в себя случайное термическое поле \mathbf{H}_{th} , вид которого приведен в работе [271]. Результаты продемонстрировали, что введение \mathbf{H}_{th} , соответствующего температуре 300 К, уменьшает τ_S примерно в два раза. Таким образом, солитон может существовать до 50 нс при комнатной температуре.

Таким образом, мы теоретически изучили электрически индуцированную магнитную динамику в тройном слое MgO/Fe/MgO с ЭМА. Микромагнитное моделирование продемонстрировало, что приложение субнаносекундных импульсов напряжения к наноразмерному управляющему электроду, расположенному на верхнем нанослое MgO, приводит к образованию магнитного капельного солитона, несмотря на присутствующее в системе магнитное затухание. Время жизни солитона, которое зависит от размера управляющего электрода и напряженности магнитного поля, может достигать 50 нс при комнатной температуре и 100 нс в отсутствие термических флуктуаций.

4.2 Маршрутизация капельных солитонов с помощью варьирования градиента электрочувствительной анизотропии

Для установления возможности маршрутизации магнитных капельных солитонов в первую очередь необходимо определить, насколько далеко может распространяться такой солитон в ферромагнитном волноводе. Для ответа на поставленный вопрос было проведено микромагнитное моделирование тройного слоя MgO/Fe/MgO прямоугольной формы с размерами $L_x = 1.5$ мкм и $L_y = 300$ нм, а также круглым управляющим электродом, расположенным в

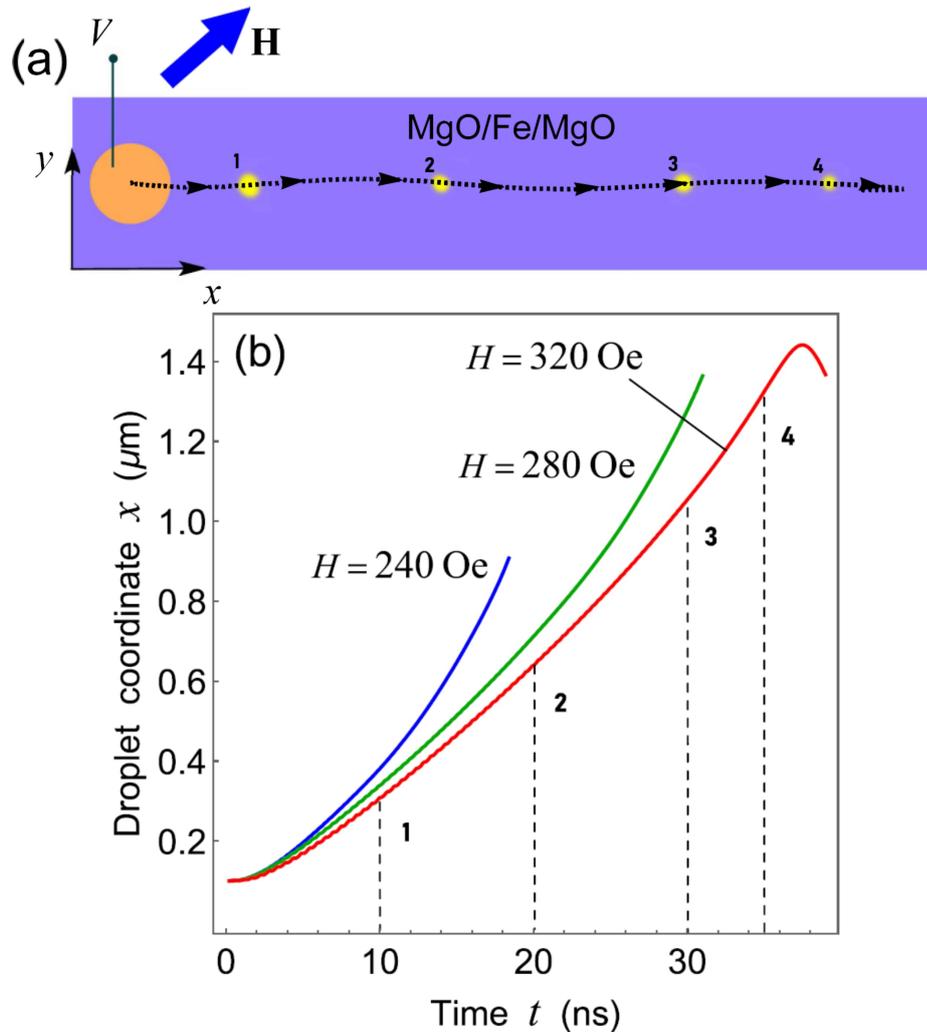


Рисунок 61 — Распространение электрически генерируемого капельного солитона в волноводе MgO/Fe/MgO. Часть (a) рисунка демонстрирует типичную траекторию солитона, созданного в поле $H = 320$ Э под круглым электродом, расположенным вблизи торца волновода. Желтые области изображают солитон в четырех разных положениях. На части (b) показана координата x капельного солитона в полоске Fe как функция времени при разных величинах магнитного поля H , указанных на графике. Радиус R_G управляющего электрода равен 70 нм. Кривые обрываются, когда магнитный момент солитона полностью исчезает.

начале волновода [см. Рис. 61 (a)]. В такой гетероструктуре солитон удаляется от области зарождения под электродом из-за ненулевого градиента $\partial \mathbf{H}_{\text{dip}} / \partial x$ размагничивающего поля \mathbf{H}_{dip} [188], которое неоднородно распределено по прямоугольной полоске Fe. В результате, солитон распространяется вдоль ферромагнитного волновода, испытывая небольшие смещения от его средней линии

[Рис. 61 (a)], что вызвано изначальным отклонением вектора скорости солитона от параллельного волноводу направления, а также возвращающими силами вблизи краев пленки Fe. Отметим, что распространение солитона от места зарождения может наблюдаться экспериментально с помощью спектроскопии, основанной на рассеянии Мандельштама-Бриллюэна с пространственным и временным разрешением [287].

Рисунок 61 (b) показывает временные зависимости координаты солитона в волноводе при разных напряженностях магнитного поля. Видно, что дальность распространения увеличивается с ростом магнитного поля H , превышая один микрометр при $H > 250$ Э. Это объясняется возрастанием времени жизни солитона при увеличении поля, что оказывается более существенным, чем уменьшение его средней скорости, которая при $H = 240$ Э составляет 49.3 м/с, а при $H = 320$ Э уменьшается до 38.5 м/с. Поскольку начальный размер солитона тем больше, чем сильнее магнитное поле, мы приходим к выводу, что маленькие солитоны распространяются быстрее больших.

Поскольку моделирование демонстрирует возможность перемещения солитонов на микрометровые расстояния, важно также предложить способ их электрической маршрутизации к разным выходам спинтронного прибора. Согласно проведенным нами расчетам такая маршрутизация может быть реализована в структуре MgO/Fe/MgO, показанной на Рис. 62, где дополнительный полупроводниковый электрод в виде нанополоски расположен на верхнем слое MgO вблизи круглого управляющего электрода. Приложение постоянных напряжений $U/2$ и $-U/2$ к концам полупроводниковой нанополоски вызывает протекание электрического тока по электроду, что создает линейное по координате изменение напряжения, приложенного к располагающейся ниже области MgO. Вследствие этого в области Fe под полупроводниковой полоской появляется электрически управляемый градиент перпендикулярной магнитной анизотропии. Микромагнитное моделирование показало, что градиент магнитной анизотропии сильно влияет на траекторию солитона в пленке Fe из-за дополнительного ускорения солитона в направлении, антипараллельном градиенту. Рисунок 62 демонстрирует траектории солитонов, генерируемых управляющим электродом с радиусом $R_G = 70$ нм и маршрутизируемых нанополоской Si длины $\delta_y = 200$ нм, ширины $\delta_x = 50$ нм и удельным сопротивлением $\rho = 83$ мОм м [288]. Когда напряжения $U/2$ и $-U/2$ приложены

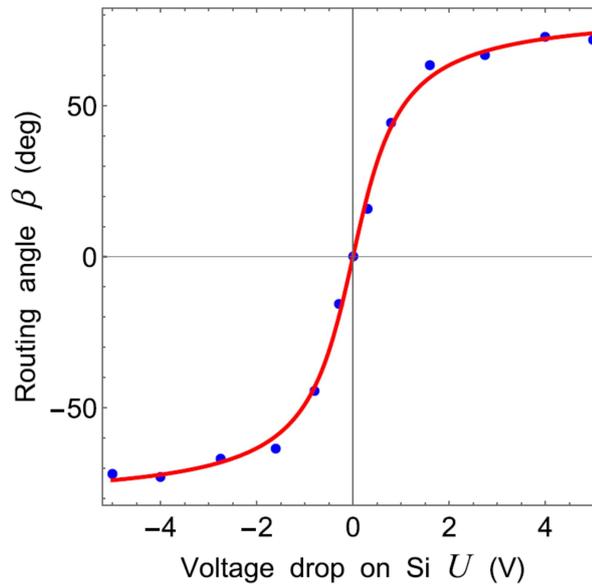


Рисунок 63 — Зависимость угла β маршрутизации солитона от разницы U между постоянными напряжениями $U/2$ и $-U/2$, приложенными к концам нанополоски Si с длиной $\delta_y = 200$ нм и шириной $\delta_x = 50$ нм. Результаты моделирования (точки) аппроксимированы функцией $\beta = 52^\circ \arctan(1.4U/V)$ (линия).

краев структуры на траекторию солитона, что подтверждается закругленными формами траекторий, рассчитанных при $U = \pm 1.2$ В (см. Рис. 62).

Продемонстрированный электрический контроль траектории солитона открывает возможность для передачи магнитного сигнала к одному из нескольких выходов прибора. Сигнал может быть считан электрически с помощью МТК, состоящих из наноразмерных ферромагнитных электродов на верхнем слое MgO и пленки Fe, расположенной под этим слоем. Действительно, из-за спин-зависимого туннелирования сопротивление МТК существенно изменяется в результате переключения намагниченности в его электродах [289]. Таким образом, появление солитона в области Fe под перпендикулярно намагниченным верхним ферромагнитным электродом проявит себя через изменение сопротивления, которое легко может быть измерено экспериментально.

Таким образом, генерируемый вблизи края микрополоски Fe капельный солитон может распространяться на расстояния, превышающие 1 мкм, со средней скоростью около 40 м/с, что обеспечивается градиентом размагничивающего поля. Моделирование показывает, что пропускание тока малой

плотности $\sim 10^8$ А м⁻² по дополнительному нанополосковому электроду Si позволяет реализовать энергетически эффективную маршрутизацию солитона в протяженной пленке Fe.

Наши теоретические результаты демонстрируют уникальные свойства наноструктур типа ферромагнетик/диэлектрик с ЭМА и представляют идею для разработки энергоэффективного прибора для обработки информации. Работа устройства основана на электрической генерации и маршрутизации магнитных солитонов. Входное электрическое напряжение конвертируется в магнитный сигнал, который распространяется к одному из нескольких выходов. Приложением напряжения к полупроводниковому электроду можно переключать выход, на котором появится магнитный сигнал, который считывается электрически путем измерения сопротивления МТК.

4.3 Движение 180° доменных стенок, индуцированное градиентом перпендикулярной магнитной анизотропии

Заключительный параграф этой главы содержит теоретические результаты исследования движения доменных стенок (ДС) в ферромагнитных наноструктурах, в которых ЭМА сосуществует с взаимодействием Дзялошинского-Мории (ДМ). Нами было изучено движение 180° ДС в ультратонкой полоске Co, расположенной между пленкой Pt и нанослоем MgO, покрытым металлическими электродами с полупроводниковой вставкой Si (Рис. 64). Толщина t_{Co} слоя Co принята меньшей критической величины t_{SRT} , ниже которой перпендикулярная плоскости слоя ориентация намагниченности становится энергетически наиболее выгодной в структуре Pt/Co/MgO. Поскольку оценки дают $t_{SRT} \approx 2$ нм, что много меньше длины обменного взаимодействия $l_{ex} \approx 4.8$ нм в Co, двумерное распределение $\mathbf{M}(x, y, t)$ динамической намагниченности достаточно для описания доменной стенки в рассматриваемом случае. Для определения этого распределения в предположении постоянной намагниченности насыщения M_s мы провели микромагнитное моделирование с помощью программы MuMax3 [271]. Вращающие моменты, входящие в уравнение ЛЛГ, записанное для единичного вектора $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, рассчитывались с использованием эффективного магнитного поля $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_{dip} + \mathbf{H}_{an} + \mathbf{H}_{DMI}$,

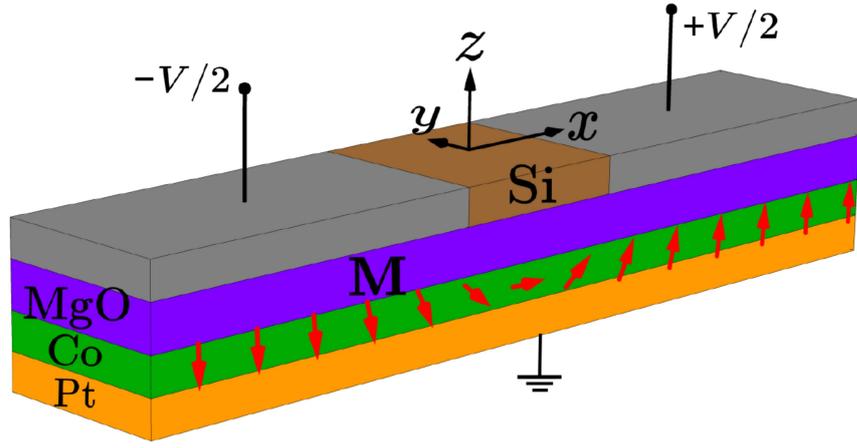


Рисунок 64 — Тройной слой Pt/Co/MgO с двумя металлическими электродами, разделенными слоем Si. Электрические напряжения $-V/2$ и $+V/2$, приложенные к электродам, создают в полупроводнике ток, генерирующий линейно меняющееся электрическое поле $E_z(x)$ в ниже расположенной области нанослоя MgO. Заземленный ультратонкий слой Co с перпендикулярной магнитной анизотропией содержит 180° ДС.

где \mathbf{H}_{ex} и \mathbf{H}_{dip} учитывают обменное и дипольное взаимодействия между спинами в полске Co, \mathbf{H}_{an} это вклад магнитной анизотропии тройного слоя Pt/Co/MgO, а \mathbf{H}_{DMI} это эффективное поле, вызванное взаимодействием Дзялошинского-Мории на интерфейсе Pt|Co. Слагаемые \mathbf{H}_{ex} и \mathbf{H}_{dip} определялись как описано в работе [271], в то время как расчет \mathbf{H}_{DMI} отличался введением множителя D/t_{Co} , где D обозначает силу интерфейсного взаимодействия ДМ. Поле \mathbf{H}_{an} представляет собой сумму вкладов, соответствующих кубической магнитокристаллической анизотропии пленок Co [290] и перпендикулярной магнитной анизотропии, возникающей на интерфейсах Co|MgO и Pt|Co [291].

Поле перпендикулярной анизотропии \mathbf{H}_{PMA} имеет только одну ненулевую компоненту H_{PMA}^z , которая в первом приближении может быть записана как $H_{\text{PMA}}^z = -2(\mu_0 M_s t_{\text{Co}})^{-1}(K_s + K'_s)m_z$, где K_s и K'_s это параметры, характеризующие магнитную анизотропию, созданную интерфейсами Co|MgO и Pt|Co соответственно. Когда на электроде появляется ненулевой электростатический потенциал φ , в то время как пленка Co заземлена, в нанослое MgO возникает электрическое поле $E_z = -\varphi/t_{\text{MgO}}$, что изменяет коэффициент $K_s(E_z)$, связанный с интерфейсом Co|MgO [62; 176]. В нашем случае потенциал φ изменяется вдоль полупроводникового электрода по линейному закону, поскольку приложение напряжений $V/2$ и $-V/2$ к его концам создает постоянный электрический ток в Si (Рис. 64). Таким образом, электрическое поле в нанослое MgO

зависит от координаты x как $E_z = \beta x/t_{\text{MgO}}$, где $\beta = V/L_{\text{Si}}$, а L_{Si} это длина полупроводникового электрода. Вследствие этого в полоске Co возникает электрически управляемый градиент перпендикулярной анизотропии. Поскольку при напряженностях поля вплоть до 1 В нм^{-1} зависимость $K_s(E_z)$ практически линейна [62], поле перпендикулярной анизотропии может быть записано как $H_{\text{РМА}}^z = -2(\mu_0 M_s t_{\text{Co}})^{-1}(K_s^\Sigma + k_s \beta x/t_{\text{MgO}})m_z$, где $K_s^\Sigma = K_s(E_z = 0) + K'_s$, а $k_s = \partial K_s/\partial E_z$ это чувствительность K_s к электрическому полю [111].

Микромагнитное моделирование проводилось для полоски Co с длиной $L = 2 \text{ мкм}$, шириной $w = 100 \text{ нм}$ и толщиной $t_{\text{Co}} = 1.7 \text{ нм}$. При длине электрода $L_{\text{Si}} = 200 \text{ нм}$ и толщине MgO $t_{\text{MgO}} = 2 \text{ нм}$ пленка представлена в модели как двумерный ансамбль вычислительных ячеек с размерами $l_x = l_y = 2 \text{ нм}$, более чем в два раза меньшими длины обменного взаимодействия в Co. Динамика намагниченности в ячейках рассчитывалась с шагом по времени 10 фс при использовании следующих материальных параметров: намагниченность насыщения $M_s = 1.45 \text{ А м}^{-1}$ [284], константа обменного взаимодействия $A_{\text{ex}} = 30 \text{ пДж м}^{-1}$ [284], параметр взаимодействия ДМ $D = 2.17 \text{ пДж м}^{-1}$ [292], постоянная перпендикулярной магнитной анизотропии $K_s^\Sigma = 2.6 \text{ мДж м}^{-2}$ [291], параметр ЭМА $k_i = -40 \text{ фДж В}^{-1} \text{ м}^{-1}$ [176], коэффициенты магнитокристаллической анизотропии $K_1 = 45 \times 10^4 \text{ Дж м}^{-3}$, $K_2 = 15 \times 10^4 \text{ Дж м}^{-3}$ [293], и параметр затухания Гилберта $\alpha = 0.03$ [294].

Моделирование показало, что в отсутствие градиента перпендикулярной анизотропии поворот намагниченности при переходе через 180° ДС происходит в плоскости xz . Полярный угол φ вектора намагниченности $\mathbf{M}(x, y, t = 0)$ изменяется внутри ДС приблизительно как $\theta(x, y, t = 0) = 2\arctan[\exp(x/\lambda)]$, сохраняясь почти постоянным вдоль ширины полоски w . Такой профиль намагниченности соответствует ДС типа Нееля в плоскости yz с $m_x \partial m_z / \partial x > 0$. Эффективная ширина ДС $\lambda \approx 11 \text{ нм}$, полученная путем микромагнитного моделирования, близка к теоретическому значению $\lambda = \sqrt{A_{\text{ex}}/(K_s^\Sigma - N_z \mu_0 M_s^2/2)} \approx 12 \text{ нм}$, рассчитанному для 180° ДС в ультратонком слое Co, где магнитная анизотропия определяется главным образом перпендикулярной интерфейсной анизотропией и размагничивающим фактором $N_z = 0.967$ в направлении толщины пленки [225].

Когда в нанотреке Co создается градиент перпендикулярной магнитной анизотропии, ДС начинает двигаться, отдаляясь от начального положения $q(y, t = 0) = 0$ в центре нанотрека $x = 0$. Стоит отметить, что направление

намагниченности в плоскости пленки внутри ДС постепенно отклоняется от оси x , что сопровождается наклоном плоскости ДС (см. Рис. 65). Для описания

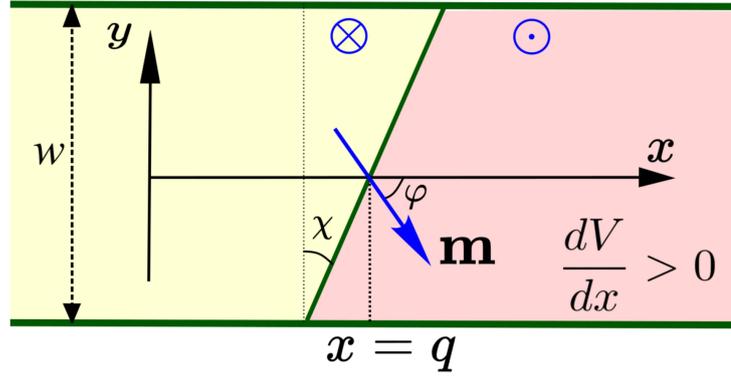


Рисунок 65 — Геометрия 180° ДС в ультратонком ферромагнитном нанотреке S_0 ширины w . Угол χ характеризует наклон ДС в плоскости, нормальной к оси нанотрека x . $\langle \varphi \rangle$ обозначает средний угол между локальной компонентой намагниченности в плоскости слоя внутри ДС и осью x .

движения ДС мы используем две коллективные координаты: положение $\langle q \rangle(t)$ центра ДС, дающееся соотношением

$$\langle q \rangle(t) = \frac{1}{w} \int_{-w/2}^{w/2} q(y, t) dy \quad (62)$$

и средний азимутальный угол $\langle \varphi \rangle(t)$ намагниченности внутри ДС

$$\langle \varphi \rangle(t) = \frac{1}{\lambda_\chi w} \int_{-w/2}^{w/2} \left[\int_{q(y,t)-\lambda_\chi/2}^{q(y,t)+\lambda_\chi/2} \varphi(x, y, t) dx \right] dy, \quad (63)$$

где $q(y, t)$ обозначает координату x , при которой $M_z(x, y, t) = 0$, $\lambda_\chi = \lambda / \cos \chi$, а χ это зависящий от времени угол между нормалью к плоскости ДС и осью x . Рисунок 66 показывает зависимость от времени координаты ДС $\langle q \rangle(t)$ и азимутального угла $\langle \varphi \rangle(t)$ при типичном значении градиента напряжения $\beta = V/L_{Si} = 25$ мВ нм $^{-1}$. Видно, что сначала ДС стремительно ускоряется и покидает область под слоем Si за примерно 2 нс [Рис. 66 (а)]. Затем скорость ДС постепенно уменьшается из-за отсутствия движущей силы, обеспечиваемой градиентом перпендикулярной анизотропии. По прошествии $t \approx 12$ нс ДС останавливается на расстоянии приблизительно 260 нм от начального положения. Начиная с этого момента ДС медленно движется в обратном направлении под действием эффективной силы, возникающей из-за уменьшения магнитостатической энергии полосы S_0 конечной длины. Как продемонстрировано на Рис. 67,

наибольшая скорость ДС и ее максимальное смещение от центра нанотрека растут с параметром β , определяющим градиент перпендикулярной магнитной анизотропии.

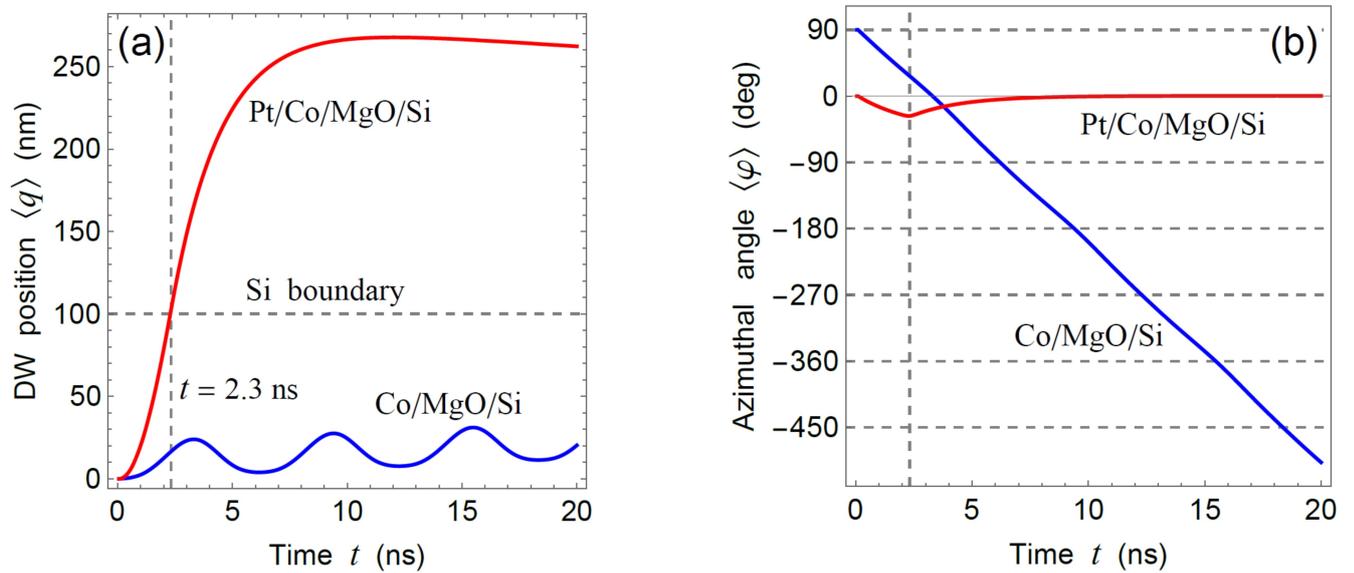


Рисунок 66 — Зависимости от времени положения ДС $\langle q \rangle(t)$ (a) и азимутального угла $\langle \varphi \rangle(t)$ (b) в ДС, рассчитанные для наноструктур Pt/Co/MgO/Si и Co/MgO/Si при градиенте напряжения $\beta = 25 \text{ мВ нм}^{-1}$. Вертикальная пунктирная линия показывает момент времени $t = 2.3 \text{ нс}$, когда ДС проходит под границей слоя Si при $x = 100 \text{ нм}$.

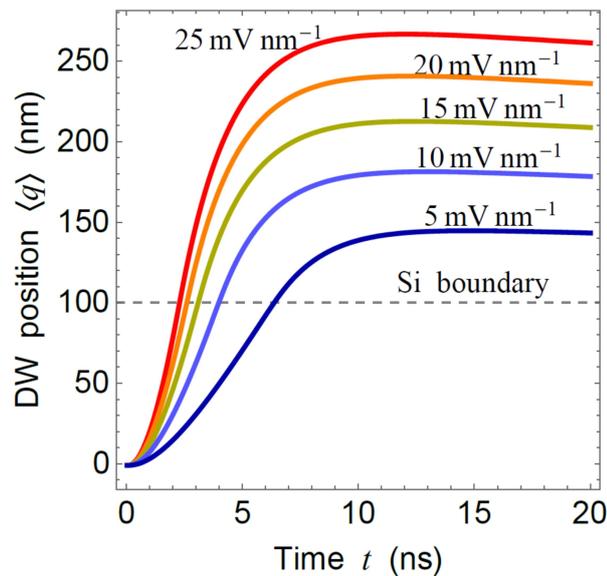


Рисунок 67 — Зависимость координаты ДС $\langle q \rangle(t)$ от времени в наноструктуре Pt/Co/MgO/Si, рассчитанная при разных значениях градиента напряжения β , указанных на графиках.

Для исследования роли взаимодействия ДМ в динамике ДС мы также провели микромагнитное моделирование тройного слоя Co/MgO/Si, имеющего такие же размеры и градиент перпендикулярной анизотропии. Рисунок 66 (а) демонстрирует, что движение ДС в таком тройном слое принципиально отличается от случая, рассмотренного для наноструктуры Pt/Co/MgO/Si. Хотя ДС тоже смещается от начального положения, ее движение носит колебательный характер, что значительно ограничивает ее длину перемещения, которая не достигает даже 40 нм при $\beta = 25 \text{ мВ нм}^{-1}$. Следовательно, можно сделать вывод о том, что взаимодействие ДМ значительно увеличивает перемещение ДС при ее движении, вызванном градиентом перпендикулярной анизотропии. Эта особенность может быть объяснена существенно разными временными эволюциями среднего азимутального угла $\langle \varphi \rangle(t)$ в стенке Нееля, формирующейся в наноструктуре Pt/Co/MgO/Si, и в ДС Блоха, образующейся в тройном слое Co/MgO/Si [см. Рис. 66 (b)]. Интересно, что ДС, движущаяся в структуре Co/MgO/Si, периодически преобразуется в стенку Нееля ($\langle \varphi \rangle = 0, 180^\circ$), что является следствием непрерывного вращения компоненты намагниченности в плоскости слоя внутри ДС, ориентированной по нормали к оси x ($\chi = 0$).

Для получения приближенного аналитического соотношения для скорости ДС мы использовали упрощенную модель движения 180° ДС типа Нееля в ультратонком ферромагнитном нанотреке конечной длины с линейно изменяющимся коэффициентом перпендикулярной магнитной анизотропии $K_s(x)$. Модель описывает динамику коллективных координат ДС, рассчитываемых в приближении Лагранжа [295], в котором азимутальный угол φ намагниченности считается одинаковым во всей ДС в каждый момент времени. Проведенное нами микромагнитное моделирование показывает, что распределение полярного угла θ в движущейся ДС может быть аппроксимировано следующим соотношением

$$\theta = 2 \arctan \left(\exp \left[\frac{x - q(t) + y \tan \chi(t)}{\lambda / \cos \chi(t)} \right] \right). \quad (64)$$

где q это координата центра ДС в нанотреке (см. Рис. 65). Таким образом, движение ДС может быть описано набором коллективных координат $c_1 = q$, $c_2 = \varphi$ и $c_3 = \chi$. Уравнения Релея-Лагранжа в таком случае принимают вид ($i = 1, 2, 3$)

$$\frac{\partial L}{\partial c_i} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{c}_i} \right) + \frac{\partial R}{\partial \dot{c}_i} = 0, \quad (65)$$

где $L(c_i, \dot{c}_i, t)$ это функция Лагранжа, $R(c_i, \dot{c}_i, t)$ это функция диссипации Релея. Функции, входящие в уравнение (65), получаются путем интегрирования соответствующих плотностей

$$\frac{dL}{dxdydz} = F + \frac{M_s}{\gamma} \varphi \dot{\theta} \sin \theta, \quad (66)$$

$$\frac{dR}{dxdydz} = \frac{\alpha M_s}{2\gamma} [(\dot{\theta})^2 + (\dot{\varphi})^2 \sin^2 \theta]$$

по всему объему нанотрека. В уравнении (66) $F = F_{\text{ex}} + F_{\text{dip}} + F_{\text{an}} + F_{\text{DMI}}$ это объемная плотность магнитной энергии, состоящей из вкладов обменного и дипольного взаимодействий, кристаллической и интерфейсной анизотропий нанотрека, а также интерфейсного взаимодействия ДМ. Дифференцирование уравнений (64) и (66) с последующим интегрированием по бесконечно длинному нанотреку дает аналитические выражения для производных, входящих в уравнение (65). Подстановка этих соотношений в уравнение (65) приводит к следующей системе дифференциальных уравнений для коллективных координат:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{q} = \frac{\gamma \cos^{-1} \chi}{(1 - \alpha^2)} \left[\frac{\alpha \lambda^2}{M_s \cos \chi} \tilde{k}_s + \frac{\pi D \sin(\varphi - \chi)}{2M_s t_F} - \frac{\lambda}{2} \mu_0 H_{\text{DW}} \sin[2(\varphi - \chi)] \right], \\ \dot{\varphi} = \frac{\gamma}{1 - \alpha^2} \left[\frac{\lambda}{M_s \cos \chi} \tilde{k}_s - \frac{\pi \alpha D \sin(\varphi - \chi)}{2M_s \lambda t_F} + \frac{\alpha}{2} \mu_0 H_{\text{DW}} \sin[2(\varphi - \chi)] \right], \\ \dot{\chi} = \frac{6\gamma}{\alpha t_F w^2} \left\{ \pi \lambda \frac{D \sin \varphi}{M_s \cos \chi} - \mu_0 H_{\text{DW}} \lambda^2 t_F \sin[2(\varphi - \chi)] \right. \\ \left. - \left[\frac{2A_{\text{ex}}}{M_s} t_F + \lambda^2 \left(\frac{2K_s}{M_s} - \mu_0 M_s t_F N_z \right) + \mu_0 H_{\text{DW}} \lambda^2 t_F \cos^2(\varphi - \chi) \right] \text{tg} \chi \right\}, \end{array} \right. \quad (67)$$

где $\tilde{k}_s = t_F^{-1} \partial K_s / \partial x$, t_F и w обозначают толщину и ширину нанотрека, а $H_{\text{DW}} = \ln(2) \mu_0 M_s t_F / (\pi \lambda)$ это среднее по доменной стенке размагничивающее поле [296].

Интересно, что уравнение, полученное для производной $\dot{\varphi}$, похоже на уравнение Адлера [297], имеющее решения разных типов в зависимости от соотношения между коэффициентами, входящими в его правую часть. Следовательно, стационарное решение $\dot{\varphi} = \dot{\chi} = 0$ уравнения (67) существует, только когда сила взаимодействия ДМ превышает критическое значение $D^*(\tilde{k}_s)$, в то

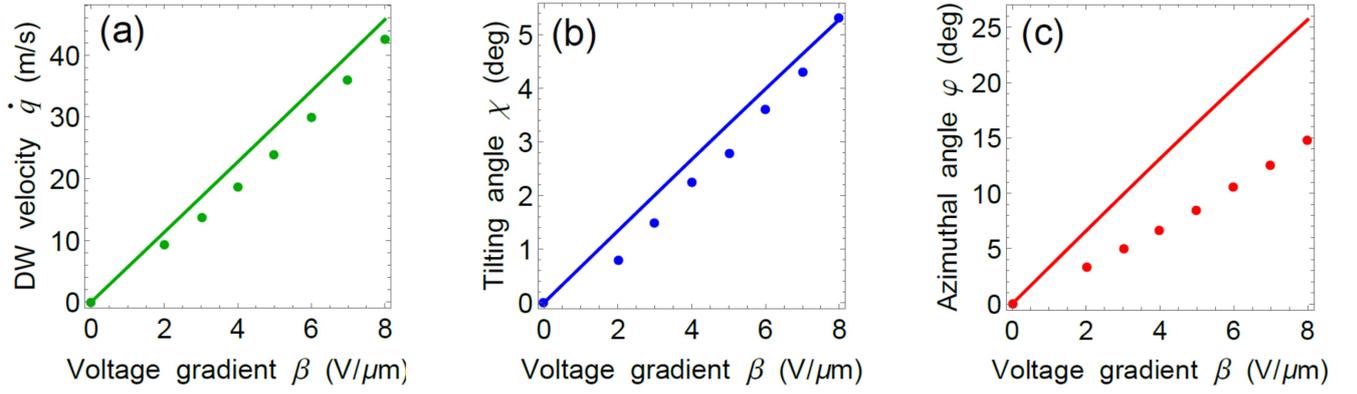


Рисунок 68 — Зависимости скорости ДС \dot{q} (a), угла ее наклона χ (b) и азимутального угла φ намагниченности внутри ДС (c) от градиента напряжения β , рассчитанные для наноструктуры Pt/Co/MgO/Si в модели коллективных координат (линии). Точки показывают результаты микромагнитного моделирования.

время как при $D < D^*(\tilde{k}_s)$ угол φ испытывает неограниченный рост. Поскольку скорость ДС \dot{q} зависит синусоидально от $\varphi - \chi$, при $D < D^*(\tilde{k}_s)$ ДС должна двигаться колебательно, подобно тому, как это показано на Рис. 67 (a) для наноструктуры Co/MgO/Si. Напротив, при $D > D^*(\tilde{k}_s)$ становится возможным движение ДС с постоянной скоростью \dot{q} , зависящей от стационарных значений φ и χ .

Для стационарного движения ДС с помощью численного решения уравнений (67) можно определить величины скорости \dot{q} ДС и стационарных углов φ и χ при заданном наборе параметров ферромагнитной гетероструктуры. Результаты, полученные для наноструктуры Pt/Co/MgO/Si ($\tilde{k}_s = k_s \beta t_{\text{MgO}}^{-1} t_{\text{Co}}^{-1}$), показаны на Рис. 68 вместе с данными микромагнитного моделирования. Видно, что модель коллективных координат описывает зависимость скорости ДС от градиента напряжения β с хорошей точностью [Рис. 68 (a)]. Изменение угла χ наклона ДС с β также согласуется с результатами микромагнитного моделирования [Рис. 68 (b)]. Однако модель коллективных координат дает почти вдвое бóльшие значения азимутального угла φ [Рис. 68 (c)], что может объясняться предположением об однородности φ внутри ДС.

Поскольку аналитические расчеты удовлетворительно описывают вызванное градиентом электрического напряжения движение ДС, мы использовали модель коллективных координат для выяснения некоторых важных свойств такого движения. Для этого мы линеаризовали уравнения (67) по углам φ и χ и

решали линеаризованную систему уравнений при $D > D^*(\tilde{k}_s)$ для стационарного состояния. Полученное решение показывает, что при $\varphi, \chi \ll 1$ и $\alpha \ll 1$ скорость ДС дается выражением

$$\dot{q} \approx -\frac{\gamma\lambda^2}{\alpha M_s} \tilde{k}_s. \quad (68)$$

Уравнение (68) демонстрирует, что в данном случае скорость ДС пропорциональна градиенту перпендикулярной магнитной анизотропии \tilde{k}_s и обратно пропорциональна параметру затухания Гилберта α . Кроме того, стационарная скорость оказывается не зависящей от силы ВДМ D , которая, тем не менее, определяет разность углов $\varphi - \chi \approx 2\lambda^2\tilde{k}_s/[\alpha(2\mu_0 H_{\text{DW}} M_s \lambda - \pi D t_{\text{F}}^{-1})]$ в движущейся ДС Нееля.

Важно, что модель коллективных координат предсказывает, что 180° ДС могут двигаться быстрее в ферромагнетиках со слабым магнитным затуханием. Для проверки этого предположения мы выполнили микромагнитное моделирование индуцированных электрическим напряжением перемещений ДС в наноструктуре Pt/Fe/MgO/Si, которая отличается от Pt/Co/MgO/Si много меньшим параметром Гилберта $\alpha = 0.0025$ железа [283]. Для моделирования нанослоя Fe мы использовали следующие материальные параметры: $M_s = 1.71 \times 10^6$ А м⁻¹ [276], $A_{\text{ex}} = 20$ пДж м⁻¹ [277], $D = 1.02$ пДж м⁻¹ [298], $K'_s = -0.23$ мДж м⁻² [299], $K_s(E_z = 0) = -0.9$ мДж м⁻² [276], $k_s = -100$ фДж В⁻¹ м⁻¹ [175], $K_1 = 48$ кДж м⁻³ [277] и $K_2 = 15$ кДж м⁻³ [284]. Ширина $w = 100$ нм нанотрека Fe совпадает с шириной нанотрека Co, но толщина пленки Fe выбрана равной 0.57 нм для формирования ДС с той же теоретической толщиной $\lambda \approx 12$ нм, что и в слое Co. Результаты моделирования представлены на Рис. 69, который показывает зависимости координаты $\langle q \rangle(t)$ ДС от времени в нанотреке Fe при разных значениях градиента электрического напряжения $\beta = V/L_{\text{Si}}$. Важно отметить, что действие градиента напряжения на длине всего $L_{\text{Si}}/2 = 100$ нм приводит к перемещению ДС на расстояния порядка нескольких микрометров. Несмотря на вдвое более слабое взаимодействие ДМ, максимальная скорость ДС в железном нанотреке оказывается значительно выше, чем в нанотреке Co при том же градиенте перпендикулярной магнитной анизотропии (например, 85 м/с против 25 м/с при $\tilde{k}_s = -2.9 \times 10^{11}$ Дж м⁻⁴). Более того, при $L_{\text{Si}} = 240$ нм скорости ДС в пленке Fe могут достигать 100 м/с и при этом перемещаться на расстояния $q \geq 5$ мкм. Таким образом, микромагнитное моделирование доказывает, что

наноструктура Pt/Fe/MgO/Si более пригодна для реализации движения ДС, чем Pt/Co/MgO/Si.

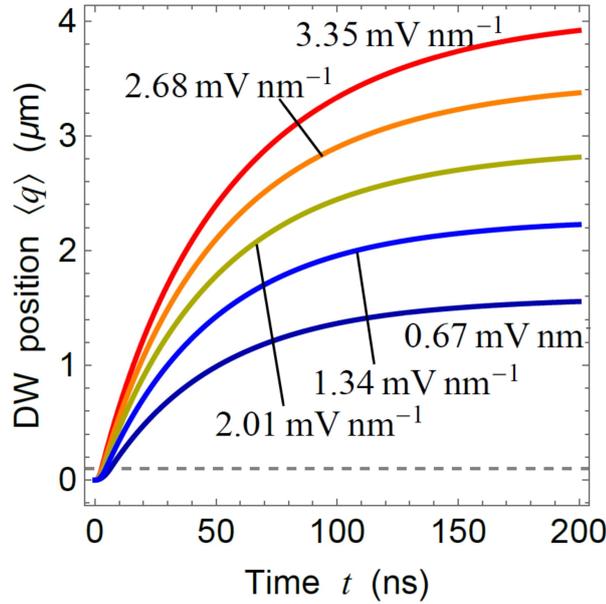


Рисунок 69 — Зависимости координаты ДС $\langle q \rangle(t)$ от времени в наноструктуре Pt/Fe/MgO/Si, рассчитанные при разных градиентах электрического напряжения β , показанных на графике. Эти значения соответствуют тем же градиентам перпендикулярной магнитной анизотропии, что и в наноструктуре Pt/Co/MgO/Si с градиентами напряжения β указанных на Рис. 67. Длина нанотрека Fe составляет 30 мкм, длина электрода Si равна 200 нм, а толщина нанослоя MgO выбрана равной 2 нм.

В заключение необходимо отметить, что наши теоретические предсказания непосредственно применимы только к бездефектным структурам. Действительно, хорошо известно, что взаимодействие ДС с присутствующими в ферромагнитной пленке дефектами обычно сильно влияет на перемещение ДС, которое при малой движущей силе становится термически активируемым движением в виде так называемого крипа (creep) [300]. Тем не менее, в высококачественных нанослоях со слабым пиннингом ДС дефектами динамика ДС может быть совершенно иной. Например, экспериментально наблюдается разгон ДС до 80 м/с и ее движение на расстояния порядка 5 мкм в нанопроволоке пермаллоя под действием слабого магнитного поля в несколько Эрстед [301]. Важно, что скорость ДС в этом случае оказывается пропорциональной магнитному полю, и подвижность ДС близка к теоретической оценке $\mu_{\text{DW}} = \gamma\lambda/\alpha$, зависящей от параметра затухания Гилберта α [301]. Следовательно, предсказанное перемещение ДС на микрометровые расстояния может

быть осуществлено путем создания градиента перпендикулярной магнитной анизотропии в бездефектных ферромагнитных нанотреках с малым параметром магнитного затухания.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Описана спиновая динамика и зарядовый транспорт в туннельной гетероструктуре $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}/\text{Au}$, подключенной к источнику постоянного тока. Установлено, что совместное действие ЭМА и вращающего момента, создаваемого спин-поляризованным током, приводит к возникновению спин-ориентационного перехода нового типа, при котором намагниченность нанослоя CoFeB 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 $\text{Au}|\text{CoFeB}$. Эффективность работы описанного спинового инжектора на постоянном токе подтверждена возникновением в двойном слое CoFeB/Au поперечного напряжения, достаточного для экспериментального измерения.
2. Предложен спиновый инжектор в металлы и полупроводники, возбуждаемый радиочастотным электрическим напряжением, приложенным к МТК. 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 $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}/\text{Au}$ и $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}/\text{GaAs}$. 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.
3. 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. 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 в течение короткого промежутка времени, так как магнитное затухание для нее полностью компенсируется спиновым вращающим моментом. Спиновая же волна, распространяющаяся в противоположном направлении, затухает при критической плотности тока значительно быстрее,

- чем в отсутствие тока. Расчет амплитуд прецессии намагниченности в двух спиновых волнах на разном удалении от источника показал, что при нулевой абсолютной температуре пропускание тока плотностью $4 \times 10^{10} \text{ А м}^{-2}$ 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.
4. С помощью микромагнитного моделирования продемонстрировано эффективное возбуждение спиновых волн в гетероструктуре BiSe/CoFeB/MgO, подвергнутой воздействию радиочастотного электрического тока. Показано, что топологический изолятор BiSe, обладающий большим спиновым углом Холла, позволяет генерировать спиновые волны в прилежащем слое CoFeB даже при малых амплитудах пропускаемого переменного тока. Для маршрутизации спиновых волн в гетероструктуре BiSe/CoFeB/MgO предложено использовать локальное изменение перпендикулярной анизотропии с помощью приложения постоянных напряжений к электродам, нанесенным на слой MgO. Продемонстрировано, что спиновые волны, генерируемые в структуре BiSe/CoFeB/MgO с несколькими волноводами, можно направлять к одному из выходов магнитного устройства путем локального изменения ЭМА с помощью напряжений, приложенных к управляющим электродам.
 5. Показано, что в ферромагнитных наноструктурах с ЭМА можно создавать и маршрутизировать наномасштабные капельные солитоны без компенсации магнитного затухания. 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.
6. 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, достигая в процессе движения пиковой скорости порядка 100 м/с благодаря сильному взаимодействию Дзялошинского-Мории и малому параметру магнитного затухания железа.

Благодарности

Автор выражает огромную благодарность научному руководителю Н. А. Перцеву за неоценимый вклад в профессиональное становление, терпение и уделенное время. Автор очень признателен Андрею Азовцеву за поддержку и плодотворные дискуссии, Роману Дубровину и Леониду Шелухину за техническую помощь в написании этой работы, Н. В. Андреевой за возможность оказаться в лаборатории Динамики материалов, В. Е. Демидову за ценные замечания, а также всему коллективу лаборатории Динамики материалов за прекрасную атмосферу, в которой хочется делать открытия.

Список литературы

1. Excitation of short-wavelength spin waves in magnonic waveguides / V. E. Demidov, M. P. Kostylev, K. Rott, J. Münchenberger, G. Reiss, S. O. Demokritov // *Appl. Phys. Lett.* — 2011. — Т. 99. — С. 082507.
2. *Slonczewski, J. C.* Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier / J. C. Slonczewski // *Phys. Rev. B.* — 1989. — Т. 39. — С. 6995.
3. *Slonczewski, J. C.* Theory of voltage-driven current and torque in magnetic tunnel junctions / J. C. Slonczewski, J. Z. Sun // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2007. — Т. 310. — С. 169.
4. Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems / A. Manchon, J. Železný, I. M. Miron, T. Jungwirth, J. Sinova, A. Thiaville, K. Garello, P. Gambardella // *Rev. Mod. Phys.* — 2019. — Т. 91, вып. 3. — С. 035004.
5. Excitation and Amplification of Spin Waves by Spin–Orbit Torque / B. Divinskiy, V. E. Demidov, S. Urazhdin, R. Freeman, A. B. Rinkevich, S. O. Demokritov // *Advanced Materials.* — 2018. — Т. 30. — С. 1802837.
6. Spin-orbit torque-driven propagating spin waves / H. Fulara, M. Zahedinejad, R. Khymyn, A. Awad, S. Muralidhar, M. Dvornik, J. Åkerman // *Sci. Advances.* — 2019. — Т. 5. — С. 9.
7. Electric field-induced modification of magnetism in thin-film ferromagnets / M. Weisheit, S. Fahler, A. Marty, Y. Souche, C. Poinsignon, D. Givord // *Science.* — 2007. — Т. 315. — С. 349.
8. *Alzate, J.* Temperature dependence of the voltage-controlled perpendicular anisotropy in nanoscale MgO|CoFeB|Ta magnetic tunnel junctions / J. Alzate // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — Т. 104. — С. 112410.
9. Electric-field-induced ferromagnetic resonance excitation in an ultrathin ferromagnetic metal layer / T. Nozaki, Y. Shiota [и др.] // *Nat. Phys.* — 2012. — Т. 8. — С. 491–496.

10. Parametric Excitation of Spin Waves by Voltage-Controlled Magnetic Anisotropy / R. Verba, V. Tiberkevich, I. Krivorotov, A. Slavin // *Phys. Rev. Applied.* — 2014. — Т. 1, вып. 4. — С. 044006.
11. Induction of coherent magnetization switching in a few atomic layers of FeCo using voltage pulses / Y. Shiota, T. Nozaki, F. Bonell, S. Murakami, T. Shinjo, Y. Suzuki // *Nature Mater.* — 2012. — Т. 11. — С. 39–43.
12. Electric field-induced magnetization reversal in a perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction / S. Kanai, M. Yamanouchi, S. Ikeda, Y. Nakatani, F. Matsukura, H. Ohno // *Appl. Phys. Lett.* — 2012. — Т. 101.
13. Universal domain wall dynamics under electric field in Ta/CoFeB/MgO devices with perpendicular anisotropy / W. Lin, N. Vernier, G. Agnus, K. Garcia, B. Ocker, W. Zhao, E. E. Fullerton, D. Ravelosona // *Nat. Commun.* — 2016. — Т. 7. — С. 13532.
14. *Прохоров, А.* / А. Прохоров // *Физическая энциклопедия.* — 1998. — Т. 5. — С. 294.
15. *Gallagher, W.* Development of the magnetic tunnel junction MRAM at IBM: From first junctions to a 16-Mb MRAM demonstrator chip / W. Gallagher, S. Parkin // *IBM J. Res. Dev.* — 2006. — Т. 50. — С. 5–23.
16. *Varvaro, G.* Ultrahigh-Density Magn.: Storage Mat. and Media Designs / G. Varvaro, F. Casoli. — Stanford: Pan Stanford, 2016. — С. 509.
17. *Rondinelli, J.* Carrier-mediated magnetoelectricity in complex oxide heterostructures / J. Rondinelli, M. Stengel, N. Spaldin // *Nat. Nanotechnol.* — 2008. — Т. 3. — С. 46.
18. Large voltage-induced magnetic anisotropy change in a few atomic layers of iron / T. Maruyama, Y. Shiota [и др.] // *Nat. Nanotechnol.* — 2009. — Т. 4. — С. 158–161.
19. Electric field effect on magnetization at the Fe/MgO(001) interface / M. K. Niranjan, C.-G. Duan, S. S. Jaswal, E. Y. Tsybal // *Applied Physics Letters.* — 2010. — Т. 96. — С. 222504.
20. Electric-field-assisted switching in magnetic tunnel junctions / W.-G. Wang, M. Li, S. Hageman, C. Chien // *Nat. Mater.* — 2011. — Т. 11. — С. 64–68.

21. Induction of coherent magnetization switching in a few atomic layers of FeCo using voltage pulses / Y. Shiota, T. Nozaki, F. Bonell, S. Murakami, T. Shinjo, Y. Suzuki // *Nat. Mater.* — 2012. — T. 11. — C. 39–43.
22. *Meiklejohn, W. H.* New Magnetic Anisotropy / W. H. Meiklejohn, C. P. Bean // *Phys. Rev.* — 1956. — T. 102. — C. 1413–1414.
23. *Nogués, J.* Exchange bias / J. Nogués, I. K. Schuller // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* — 1999. — T. 192. — C. 203–232.
24. *Berkowitz, A.* Exchange anisotropy – a review / A. Berkowitz, K. Takano // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* — 1999. — T. 200. — C. 552–570.
25. Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers / B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, D. Mauri // *Phys. Rev. B.* — 1991. — T. 43, вып. 1. — C. 1297–1300.
26. Spin-transfer torque magnetoresistive random-access memory technologies for normally off computing (invited) / K. Ando, S. Fujita, J. Ito, S. Yuasa, Y. Suzuki, Y. Nakatani, T. Miyazaki, H. Yoda // *Journal of Applied Physics.* — 2014. — T. 115. — C. 172607.
27. Progress and outlook for MRAM technology / S. Tehrani, J. Slaughter, E. Chen, M. Durlam, J. Shi, M. DeHerren // *IEEE Transactions on Magnetics.* — 1999. — T. 35. — C. 2814–2819.
28. *Zhu, J.-G.* (Magnetic tunnel junctions / J.-G. (Zhu, C. Park // *Materials Today.* — 2006. — T. 9. — C. 36–45.
29. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices / M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas // *Phys. Rev. Lett.* — 1988. — T. 61. — C. 2472–2475.
30. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn // *Phys. Rev. B.* — 1989. — T. 39, вып. 7. — C. 4828–4830.
31. Large magnetoresistance in Fe/MgO/FeCo(001) epitaxial tunnel junctions on GaAs(001) / M. Bowen, V. Cros [и др.] // *Applied Physics Letters.* — 2001. — T. 79. — C. 1655–1657.

32. *Daughton, J.* GMR applications / J. Daughton // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1999. — Т. 192. — С. 334—342.
33. *Prinz, G. A.* Magnetoelectronics applications / G. A. Prinz // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1999. — Т. 200. — С. 57—68.
34. Magnetically engineered spintronic sensors and memory / S. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchula, K. Roche, M. Samant // Proceedings of the IEEE. — 2003. — Т. 91. — С. 661—680.
35. *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.
36. Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices / E. Myers, D. Ralph, J. Katine, R. Louie, R. Buhrman // Science. — 1999. — Т. 285. — С. 867—870.
37. Generation and detection of phase-coherent current-driven magnons in magnetic multilayers / M. Tsoi, A. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, V. Tsoi, P. Wyder // Nature. — 2000. — Т. 406. — С. 46—48.
38. Spin torque switching of 20 nm magnetic tunnel junctions with perpendicular anisotropy / M. Gajek, J. J. Nowak [и др.] // Applied Physics Letters. — 2012. — Т. 100. — С. 132408.
39. High Spin Torque Efficiency of Magnetic Tunnel Junctions with MgO/CoFeB/MgO Free Layer / G. Jan, Y.-J. Wang, T. Moriyama, Y.-J. Lee, M. Lin, T. Zhong, R.-Y. Tong, T. Torng, P.-K. Wang // Applied Physics Express. — 2012. — Т. 5. — С. 093008.
40. Properties of magnetic tunnel junctions with a MgO/CoFeB/Ta/CoFeB/MgO recording structure down to junction diameter of 11 nm / H. Sato, E. C. I. Enobio, M. Yamanouchi, S. Ikeda, S. Fukami, S. Kanai, F. Matsukura, H. Ohno // Applied Physics Letters. — 2014. — Т. 105. — С. 062403.
41. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current / S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, D. C. Ralph // Nature. — 2003. — Т. 425. — С. 380—383.
42. *Tserkovnyak, Y.* Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films / Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Т. 88, вып. 11. — С. 117601.

43. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures / Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, B. I. Halperin // Rev. Mod. Phys. — 2005. — Т. 77, вып. 4. — С. 1375—1421.
44. Quantifying Spin Hall Angles from Spin Pumping: Experiments and Theory / O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, A. Hoffmann // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Т. 104, вып. 4. — С. 046601.
45. Spin battery operated by ferromagnetic resonance / A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G. E. W. Bauer, B. I. Halperin // Phys. Rev. B. — 2002. — Т. 66, вып. 6. — С. 060404.
46. Magnetic force microscopy study of microwave-assisted magnetization reversal in submicron-scale ferromagnetic particles / Y. Nozaki, M. Ohta, S. Taharazako, K. Tateishi, S. Yoshimura, K. Matsuyama // Applied Physics Letters. — 2007. — Т. 91. — С. 082510.
47. Microwave-assisted magnetization reversal in 0.36- μm -wide Permalloy wires / Y. Nozaki, K. Tateishi, S. Taharazako, M. Ohta, S. Yoshimura, K. Matsuyama // Applied Physics Letters. — 2007. — Т. 91. — С. 122505.
48. Microwave assisted magnetization reversal in single domain nanoelements / H. T. Nembach, H. Bauer, J. M. Shaw, M. L. Schneider, T. J. Silva // Applied Physics Letters. — 2009. — Т. 95. — С. 062506.
49. Microwave-assisted magnetization switching of Ni₈₀Fe₂₀ in magnetic tunnel junctions / T. Moriyama, R. Cao, J. Q. Xiao, J. Lu, X. R. Wang, Q. Wen, H. W. Zhang // Applied Physics Letters. — 2007. — Т. 90. — С. 152503.
50. Observation of a surface photocurrent caused by optical orientation of electrons in a semiconductor / A. Bakun, B. Zakharchenya, A. Rogachev, M. Tkachuk, V. Fleisher // JETP Lett. — 1984. — Т. 40.
51. *Tkachuk, M.* Resonant photovoltaic effect in the NMR of nuclei in a semiconductor lattice / M. Tkachuk, B. Zakharchenya, V. Fleisher // Sov. Phys. JETP Lett. — 1986. — Т. 44. — С. 47.
52. Observation of the Spin Hall Effect in Semiconductors / Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, D. D. Awschalom // Science. — 2004. — Т. 306. — С. 1910—1913.

53. Experimental Observation of the Spin-Hall Effect in a Two-Dimensional Spin-Orbit Coupled Semiconductor System / J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, T. Jungwirth // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Т. 94, вып. 4. — С. 047204.
54. *Valenzuela, S.* Direct electronic measurement of the spin Hall effect / S. Valenzuela, M. Tinkham // *Nature*. — 2006. — Т. 442. — С. 176—179.
55. Room-Temperature Reversible Spin Hall Effect / Т. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, S. Maekawa // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Т. 98, вып. 15. — С. 156601.
56. Coherence Control of Hall Charge and Spin Currents / H. Zhao, E. J. Loren, H. M. van Driel, A. L. Smirl // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Т. 96, вып. 24. — С. 246601.
57. Spatial imaging of the spin Hall effect and current-induced polarization in two-dimensional electron gases / V. Sih, R. Myers, Y. Kato, W. Lau, A. Gossard, D. Awschalom // *Nature Physics*. — 2005. — Т. 1. — С. 31—35.
58. Current-Induced Polarization and the Spin Hall Effect at Room Temperature / N. P. Stern, S. Ghosh, G. Xiang, M. Zhu, N. Samarth, D. D. Awschalom // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Т. 97, вып. 12. — С. 126603.
59. *Kittel, C.* Physical Theory of Ferromagnetic Domains / C. Kittel // *Rev. Mod. Phys.* — 1949. — Т. 21, вып. 4. — С. 541—583.
60. *Ландау, Л.* / Л. Ландау, Е. Лифшиц. — 1982. — С. 620.
61. Spin-reorientation transitions in rare-earth magnets / K. P. Belov, A. K. Zvezdin, A. M. Kadomtseva, R. Z. Levitin // *Soviet Physics Uspekhi*. — 1976. — Т. 19. — С. 574.
62. Voltage-Controlled Magnetic Anisotropy in $\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x/\text{Pd}/\text{MgO}$ system / A. K. Shukla, M. Goto, X. Xu, K. Nawaoka, J. Suwardy, T. Ohkubo, K. Hono, S. Miwa, Y. Suzuki // *Sci. Rep.* — 2018. — Т. 8. — С. 10362.
63. Voltage-induced magnetization dynamics in $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}$ magnetic tunnel junctions / K. Miura, S. Yabuuchi, M. Yamada, M. Ichimura, B. Rana, S. Ogawa, H. Takahashi, Y. Fukuma, Y. Otani // *Sci. Rep.* — 2017. — Т. 7.
64. Voltage-Controlled Magnetic Anisotropy in Heterostructures with Atomically Thin Heavy Metals / S. Kwon, Q. Sun, F. Mahfouzi, K. L. Wang, P. K. Amiri, N. Kioussis // *Phys. Rev. Appl.* — 2019. — Т. 12, вып. 4. — С. 044075.

65. *Rana, B.* Towards magnonic devices based on voltage-controlled magnetic anisotropy / B. Rana, Y. Otani // Commun. Phys. — 2019. — Т. 2. — С. 90.
66. Recent Progress in the Voltage-Controlled Magnetic Anisotropy Effect and the Challenges Faced in Developing Voltage-Torque MRAM / T. Nozaki, T. Yamamoto, S. Miwa, M. Tsujikawa, M. Shirai, S. Yuasa, Y. Suzuki // Micromachines. — 2019. — Т. 10. — С. 327.
67. Model of orbital populations for voltage-controlled magnetic anisotropy in transition-metal thin films / J. Zhang, P. V. Lukashev, S. S. Jaswal, E. Y. Tsymbal // Phys. Rev. B. — 2017. — Т. 96. — С. 014435.
68. Giant voltage-controlled magnetic anisotropy effect in a crystallographically strained CoFe system / Y. Kato, H. Yoda [и др.] // Applied Physics Express. — 2018. — Т. 11. — С. 053007.
69. Surface Magnetoelectric Effect in Ferromagnetic Metal Films / C.-G. Duan, J. P. Velev, R. F. Sabirianov, Z. Zhu, J. Chu, S. S. Jaswal, E. Y. Tsymbal // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Т. 101, вып. 13. — С. 137201.
70. *Yafet, Y.* Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida range function of a one-dimensional free-electron gas / Y. Yafet // Phys. Rev. B. — 1987. — Т. 36, вып. 7. — С. 3948—3949.
71. *Chappert, C.* Long-Period Oscillating Interactions Between Ferromagnetic Layers Separated by a Nonmagnetic Metal: a Simple Physical Picture / C. Chappert, J. P. Renard // Europhysics Letters. — 1991. — Т. 15. — С. 553.
72. *Bruno, P.* Oscillatory coupling between ferromagnetic layers separated by a nonmagnetic metal spacer / P. Bruno, C. Chappert // Phys. Rev. Lett. — 1991. — Т. 67, вып. 12. — С. 1602—1605.
73. *Bruno, P.* Oscillatory Coupling between Ferromagnetic Layers Separated by a Nonmagnetic Metal Spacer / P. Bruno, C. Chappert // Phys. Rev. Lett. — 1991. — Т. 67, вып. 18. — С. 2592—2592.
74. *Bruno, P.* Ruderman-Kittel theory of oscillatory interlayer exchange coupling / P. Bruno, C. Chappert // Phys. Rev. B. — 1992. — Т. 46, вып. 1. — С. 261—270.
75. *Coehoorn, R.* Period of oscillatory exchange interactions in Co/Cu and Fe/Cu multilayer systems / R. Coehoorn // Phys. Rev. B. — 1991. — Т. 44, вып. 17. — С. 9331—9337.

76. *Barnaś, J.* Coupling between two ferromagnetic films through a non-magnetic metallic layer / J. Barnaś // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1992. — Т. 111. — С. L215—L219.
77. *Erickson, R. P.* Mechanism for non-Heisenberg-exchange coupling between ferromagnetic layers / R. P. Erickson, K. B. Hathaway, J. R. Cullen // Phys. Rev. B. — 1993. — Т. 47, вып. 5. — С. 2626—2635.
78. *Slonczewski, J.* Mechanism of interlayer exchange in magnetic multilayers / J. Slonczewski // J. Magn. Magn. Mater. — 1993. — Т. 126. — С. 374—379.
79. *Bruno, E.* Oscillatory coupling between interfaces in metallic multilayers / E. Bruno, B. L. Gyorffy // Journal of Physics: Condensed Matter. — 1993. — Т. 5. — С. 2109.
80. *Bruno, E.* Geometrical resonance in magnetic multilayers / E. Bruno, B. L. Gyorffy // Phys. Rev. Lett. — 1993. — Т. 71, вып. 1. — С. 181—184.
81. Oscillations of the exchange in magnetic multilayers as an analog of de Haas–van Alphen effect / D. M. Edwards, J. Mathon, R. B. Muniz, M. S. Phan // Phys. Rev. Lett. — 1991. — Т. 67, вып. 4. — С. 493—496.
82. *Mathon, J.* Exchange coupling in magnetic multilayers: effect of partial confinement of carriers / J. Mathon, M. Villeret, D. M. Edwards // Journal of Physics: Condensed Matter. — 1992. — Т. 4. — С. 9873.
83. *Costa, A. T.* Exchange coupling between iron layers separated by silver and gold / A. T. Costa, J. d’Albuquerque e Castro, R. B. Muniz // Phys. Rev. B. — 1997. — Т. 56, вып. 21. — С. 13697—13700.
84. *Bruno, P.* Interlayer exchange coupling: a unified physical picture / P. Bruno // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1993. — Т. 121. — С. 248—252.
85. *Bruno, P.* Theory of interlayer magnetic coupling / P. Bruno // Phys. Rev. B. — 1995. — Т. 52, вып. 1. — С. 411—439.
86. *Kozub, V.* Coulomb blockade-tuned indirect exchange in ferromagnetic nanostructures / V. Kozub, Y. Galperin, V. Vinokur // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2018. — Т. 465. — С. 304—308.

87. *Dzyaloshinskii, I.* Thermodynamical Theory of “Weak” Ferromagnetism in Antiferromagnetic Substances / I. Dzyaloshinskii // Sov. Phys. JETP. — 1957. — Т. 5. — С. 1259.
88. *Dzyaloshinskii, I.* A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics / I. Dzyaloshinskii // J. Phys. Chem. Solids. — 1958. — Т. 4. — С. 241–255.
89. *Moriya, T.* Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism / T. Moriya // Phys. Rev. — 1960. — Т. 120, вып. 1. — С. 91–98.
90. *Bogdanov, A.* Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals / A. Bogdanov, A. Hubert // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1994. — Т. 138. — С. 255–269.
91. Interface-induced phenomena in magnetism / F. Hellman, A. Hoffmann [и др.] // Rev. Mod. Phys. — 2017. — Т. 89, вып. 2. — С. 025006.
92. *Bogdanov, A. N.* Chiral Symmetry Breaking in Magnetic Thin Films and Multilayers / A. N. Bogdanov, U. K. Röbber // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Т. 87, вып. 3. — С. 037203.
93. Electric-field-driven switching of individual magnetic skyrmions / P.-J. Hsu, A. Kubetzka, A. Finco, N. Romming, K. von Bergmann, R. Wiesendanger // Nat. Nanotech. — 2017. — Т. 12. — С. 123–126.
94. The effect of confinement and defects on the thermal stability of skyrmions / V. M. Uzdin, M. N. Potkina, I. S. Lobanov, P. F. Bessarab, H. Jónsson // Physica B: Condensed Matter. — 2018. — Т. 549. — С. 6–9.
95. *Azovtsev, A. V.* Coupled magnetic and elastic dynamics generated by a shear wave propagating in ferromagnetic heterostructure / A. V. Azovtsev, N. A. Pertsev // Applied Physics Letters. — 2017. — Т. 111. — С. 222403.
96. *Landau, L.* Т. 2 / L. Landau, E. Lifshitz, L. Pitaevski. — Oxford, United Kingdom: Butterworth Architecture, 1980. — С. 284.
97. *Landau, L.* On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies / L. Landau, E. Lifshitz // Phys. Z. Sowjetunion. — 1935. — Т. 8. — С. 153–169.

98. *Gilbert, T.* A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field / T. Gilbert // Phys. Rev. — 1955. — Т. 100, вып. 4. — С. 1243.
99. *Kambersky, V.* On ferromagnetic resonance damping in metals / V. Kambersky // Czechoslovak Journal of Physics B. — 1976. — Т. 26, вып. 12. — С. 1366—1383.
100. *Kamberský, V.* Spin-orbital Gilbert damping in common magnetic metals / V. Kamberský // Phys. Rev. B. — 2007. — Т. 76, вып. 13. — С. 134416.
101. Theory of spin relaxation torque in metallic ferromagnets / N. Nakabayashi, A. Takeuchi, K. Hosono, K. Taguchi, G. Tatara // Phys. Rev. B. — 2010. — Т. 82, вып. 1. — С. 014403.
102. Spin-orbit coupling and spin waves in ultrathin ferromagnets: The spin-wave Rashba effect / A. T. Costa, R. B. Muniz, S. Lounis, A. B. Klautau, D. L. Mills // Phys. Rev. B. — 2010. — Т. 82, вып. 1. — С. 014428.
103. Spin pumping and interlayer exchange coupling through palladium / D. L. R. Santos, P. Venezuela, R. B. Muniz, A. T. Costa // Phys. Rev. B. — 2013. — Т. 88, вып. 5. — С. 054423.
104. *Arias, R.* Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films / R. Arias, D. L. Mills // Phys. Rev. B. — 1999. — Т. 60, вып. 10. — С. 7395—7409.
105. *Landeros, P.* Two magnon scattering in ultrathin ferromagnets: The case where the magnetization is out of plane / P. Landeros, R. E. Arias, D. L. Mills // Phys. Rev. B. — 2008. — Т. 77, вып. 21. — С. 214405.
106. Spin dynamics in ferromagnets: Gilbert damping and two-magnon scattering / K. Zakeri, J. Lindner [и др.] // Phys. Rev. B. — 2007. — Т. 76, вып. 10. — С. 104416.
107. Contribution of the magnetic field of eddy currents to the gilbert damping parameter / S. Denisov, T. Lyutyu, H. Babych, B. Pedchenko // Journal of Nano- and Electronic Physics. — 2014. — Т. 6.
108. *Ralph, D.* Spin transfer torques / D. Ralph, M. Stiles // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2008. — Т. 320. — С. 1190—1216.

109. *Slonczewski, J.* Progress in Magnetic Nanostructures in Modern Technology: Spintronics, Magnetic MEMS and Recording / J. Slonczewski. — Springer: Dordrecht, 2008. — С. 1—35.
110. *Slonczewski, J.* Current-driven excitation of magnetic multilayers / J. Slonczewski // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1996. — Т. 159. — С. L1—L7.
111. *Pertsev, N.* Origin of easy magnetization switching in magnetic tunnel junctions with voltage-controlled interfacial anisotropy / N. Pertsev // Sci. Reports. — 2013. — Т. 3. — С. 2757.
112. Giant spin-torque diode sensitivity in the absence of bias magnetic field / B. Fang, M. Carpentieri [и др.] // Nat. Communications. — 2016. — Т. 7. — С. 11259.
113. Voltage-Induced Ferromagnetic Resonance in Magnetic Tunnel Junctions / J. Zhu, J. A. Katine [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Т. 108, вып. 19. — С. 197203.
114. Spin-torque diode effect in magnetic tunnel junctions / A. A. Tulapurkar, Y. Suzuki, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe, S. Yuasa // Nature. — 2005. — Т. 438. — С. 339—342.
115. Spin-Transfer-Driven Ferromagnetic Resonance of Individual Nanomagnets / J. C. Sankey, P. M. Braganca, A. G. F. Garcia, I. N. Krivorotov, R. A. Buhrman, D. C. Ralph // Phys. Rev. Lett. — 2006. — Т. 96, вып. 22. — С. 227601.
116. *Viaud, G.* Dynamic converse magnetoelectric effect in ferromagnetic nanostructures with electric-field-dependent interfacial anisotropy / G. Viaud, N. A. Pertsev // Phys. Rev. B. — 2014. — Т. 90, вып. 6. — С. 064429.
117. *Jiao, H.* Spin Backflow and ac Voltage Generation by Spin Pumping and the Inverse Spin Hall Effect / H. Jiao, G. E. W. Bauer // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Т. 110, вып. 21. — С. 217602.
118. *Elliott, R. J.* Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors / R. J. Elliott // Phys. Rev. — 1954. — Т. 96. — С. 266—279.

119. *Yafet, Y.* g-factors and spin-lattice relaxation of conduction electrons / Y. Yafet // Sol. St. Phys. — 1963. — T. 14. — C. 1–98.
120. *Dyakonov, M.* Spin orientation of electrons associated with the interband absorption of light in semiconductors / M. Dyakonov, V. Perel // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1971. — T. 60. — C. 1954–1965.
121. *Bir, G.* Spin relaxation of electrons due to scattering by holes / G. Bir, A. Aronov, G. Pikus // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1975. — T. 69. — C. 1382–1397.
122. Spin electronics and spin computation / S. Das Sarma, J. Fabian, X. Hu, I. Zutic // Solid State Communications. — 2001. — T. 119. — C. 207–215.
123. *Averkiev, N. S.* Spin relaxation anisotropy in two-dimensional semiconductor systems / N. S. Averkiev, L. E. Golub, M. Willander // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2002. — T. 14. — R271.
124. *Glazov, M.* Mechanism of the D'yakonov-Perel' spin relaxation in frequent electron-electron collisions in a quantum well with a finite width / M. Glazov // Phys. Solid State. — 2003. — T. 45. — C. 1162–1165.
125. *Glazov, M.* Effect of electron-electron interaction on spin relaxation of charge carriers in semiconductors / M. Glazov, E. Ivchenko // J. Exp. Theor. Phys. — 2004. — T. 99. — C. 1279–1290.
126. Spin Hall effects / J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, T. Jungwirth // Rev. Mod. Phys. — 2015. — T. 87, вып. 4. — C. 1213–1260.
127. *Mott, N.* The scattering of fast electrons by atomic nuclei / N. Mott // Proc. R. Soc. Lond. — 1929. — T. 124. — C. 425–442.
128. *Mott, N.* The Theory of Atomic Collisions / N. Mott, H. Massey. — Oxford University Press, 1965.
129. *Dyakonov, M.* Spin Hall Effect / M. Dyakonov //. — Wiley, 01.2010. — C. 251.
130. *Smirnov, D. S.* Electrical Spin Orientation, Spin-Galvanic, and Spin-Hall Effects in Disordered Two-Dimensional Systems / D. S. Smirnov, L. E. Golub // Phys. Rev. Lett. — 2017. — T. 118. — C. 116801.
131. Current induced torques and interfacial spin-orbit coupling: Semiclassical modeling / P. M. Haney, H.-W. Lee, K.-J. Lee, A. Manchon, M. D. Stiles // Phys. Rev. B. — 2013. — T. 87. — C. 174411.

132. Spin-orbit torque magnetization switching controlled by geometry / C. K. Safeer, E. Jué, A. Lopez, L. Buda-Prejbeanu, S. Auffret, S. Pizzini, O. Boulle, I. M. Miron, G. Gaudin // *Nature Nanotech.* — 2016. — T. 11. — C. 143–146.
133. Two-pulse magnetic field-free switching scheme for perpendicular SOT-MRAM with a symmetric square free layer / R. de Orío, A. Makarov, W. Goes, J. Ender, S. Fiorentini, V. Sverdlov // *Physica B: Condensed Matter.* — 2020. — T. 578. — C. 411743.
134. Spin-orbit-torque-induced magnetic domain wall motion in Ta/CoFe nanowires with sloped perpendicular magnetic anisotropy / Y. Zhang, S. Luo, X. Yang, C. Yang // *Sci Rep.* — 2017. — T. 7. — C. 2047.
135. Domain wall propagation by spin-orbit torques in in-plane magnetized systems / R. Kohno, J. Sampaio, S. Rohart, A. Thiaville // *Phys. Rev. B.* — 2020. — T. 102, вып. 2. — C. 020410.
136. Spin-orbit torque driven skyrmion motion under unconventional spin Hall effect / Y. Zhao, D. Guo, Z. Zeng, M. Shen, Y. Zhang, R. Tomasello, G. Finocchio, R. Wang, S. Liang // *New Journal of Physics.* — 2022. — T. 24. — C. 053053.
137. Spin-orbit torque-driven skyrmion dynamics revealed by time-resolved X-ray microscopy / S. Woo, K. M. Song [и др.] // *Nat Commun.* — 2017. — T. 8. — C. 15573.
138. Control of propagating spin waves via spin transfer torque in a metallic bilayer waveguide / K. An, D. R. Birt, C.-F. Pai, K. Olsson, D. C. Ralph, R. A. Buhrman, X. Li // *Phys. Rev. B.* — 2014. — T. 89. — C. 140405.
139. High-efficiency control of spin-wave propagation in ultra-thin yttrium iron garnet by the spin-orbit torque / M. Evelt, V. E. Demidov [и др.] // *Appl. Phys. Lett.* — 2016. — T. 108. — C. 172406.
140. Spin Transport in a Magnetic Insulator with Zero Effective Damping / T. Wimmer, M. Althammer, L. Liensberger, N. Vlietstra, S. Geprägs, M. Weiler, R. Gross, H. Huebl // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — T. 123. — C. 257201.

141. Control of Spin-Wave Damping in YIG Using Spin Currents from Topological Insulators / A. Navabi, Y. Liu [и др.] // *Phys. Rev. Applied.* — 2019. — Т. 11. — С. 034046.
142. Spin-orbit-torque magnonics / V. E. Demidov, S. Urazhdin, A. Anane, V. Cros, S. O. Demokritov // *Journal of Appl. Phys.* — 2020. — Т. 127. — С. 170901.
143. *Kittel, C. Physical Theory of Ferromagnetic Domains* / C. Kittel // *Rev. Mod. Phys.* — 1949. — Т. 21, вып. 4. — С. 541—583.
144. The dipole-exchange spin wave spectrum for anisotropic ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions / B. A. Kalinikos, M. P. Kostylev, N. V. Kozhus, A. N. Slavin // *Journal of Physics: Condensed Matter.* — 1990. — Т. 2. — С. 9861.
145. Direct Observation of Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction from Asymmetric Spin-wave Propagation in W/CoFeB/SiO₂ Heterostructures Down to Sub-nanometer CoFeB Thickness / A. K. Chaurasiya, C. Banerjee, S. Pan, S. Sahoo, S. Choudhury, J. Sinha, A. Barman // *Sci. Rep.* — 2016. — Т. 6. — С. 32592.
146. Spin-wave propagation in the presence of interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction / J.-H. Moon, S.-M. Seo, K.-J. Lee, K.-W. Kim, J. Ryu, H.-W. Lee, R. D. McMichael, M. D. Stiles // *Phys. Rev. B.* — 2013. — Т. 88. — С. 184404.
147. *Winter, J. M. Bloch Wall Excitation. Application to Nuclear Resonance in a Bloch Wall* / J. M. Winter // *Phys. Rev.* — 1961. — Т. 124, вып. 2. — С. 452—459.
148. Narrow Magnonic Waveguides Based on Domain Walls / F. Garcia-Sanchez, P. Borys, R. Soucaille, J.-P. Adam, R. L. Stamps, J.-V. Kim // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Т. 114, вып. 24. — С. 247206.
149. *Rana, B. Voltage-Controlled Reconfigurable Spin-Wave Nanochannels and Logic Devices* / B. Rana, Y. Otani // *Phys. Rev. Appl.* — 2018. — Т. 9, вып. 1. — С. 014033.
150. Controlled nonlinear magnetic damping in spin-Hall nano-devices / B. Divinskiy, S. Urazhdin, S. O. Demokritov, V. E. Demidov // *Nat. Commun.* — 2019. — Т. 10.

151. Snell's Law for Spin Waves / J. Stigloher, M. Decker [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2016. — Т. 117, вып. 3. — С. 037204.
152. *Reshetnyak, S.* Refraction of bulk spin waves on a boundary of two homogeneous easy-axis antiferromagnetic media / S. Reshetnyak, V. Gorobets // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* — 2005. — Т. 290/291. — С. 1025—1028. — Proceedings of the Joint European Magnetic Symposia (JEMS' 04).
153. The focusing properties of spin wave with Fresnel lens phase profile / H. Dai, A. Xiao, D. Wang, Y. Xue, M. Gao, X. Zhang, C. Liu, Q. Lu // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* — 2020. — Т. 505. — С. 166756.
154. *Bakharev, S.* Features of Spin Waves Focusing in Ferromagnets / S. Bakharev, S. Savchenko, A. Tankeev // *Phys. Solid State.* — 2018. — Т. 60. — С. 2460—2470.
155. Self-focusing of spin waves in Permalloy microstripes / V. Demidov, S. Demokritov, K. Rott, P. Krzysteczko, G. Reiss // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — Т. 91. — С. 252504.
156. Berry phase of magnons in textured ferromagnets / V. K. Dugaev, P. Bruno, B. Canals, C. Lacroix // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Т. 72, вып. 2. — С. 024456.
157. Bose-Einstein condensation of quasiparticles by rapid cooling / M. Schneider, T. Brächer [и др.] // *Nat. Nanotechnol.* — 2020. — Т. 15. — С. 457—461.
158. *Safin, A. R.* Mutual phase locking of very nonidentical spin torque nanooscillators via spin wave interaction / A. R. Safin, N. N. Udalov, M. V. Kapranov // *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* — 2014. — Т. 67. — С. 20601.
159. *Prabhaka, A.* Spin Waves: Theory and Applications / A. Prabhaka, D. D. Stancil. — Springer New York, NY, 2009. — 348 с.
160. *Chen, G.* Imaging and Tailoring the Chirality of Domain Walls in Magnetic Films / G. Chen, A. K. Schmid // *Advanced Materials.* — 2015. — Т. 27. — С. 5738—5743.
161. *Parkin, S. S. P.* Magnetic domain-wall racetrack memory / S. S. P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas // *Science.* — 2008. — Т. 320. — С. 190—194.
162. *Parkin, S.* Memory on the racetrack / S. Parkin, S.-H. Yang // *Nat. Nanotechnol.* — 2015. — Т. 10. — С. 195—198.

163. Current-driven magnetic domain-wall logic / Z. Luo, A. Hrabec, T. P. Dao, G. Sala, S. Finizio, J. Feng, S. Mayr, J. Raabe, P. Gambardella, L. J. Heyderman // *Nature*. — 2020. — T. 579. — C. 214–218.
164. Magnetic domain walls as reconfigurable spin-wave nanochannels / K. Wagner, A. Kákay, K. Schultheiss, A. Henschke, T. Sebastian, H. Schultheiss // *Nature Nanotech.* — 2016. — T. 11. — C. 432–436.
165. *Leeuw, F. H. D.* Dynamic properties of magnetic domain walls and magnetic bubbles / F. H. D. Leeuw, R. V. D. Doel, U. Enz // *Reports on Progress in Physics*. — 1980. — T. 43. — C. 689.
166. Magnetic domain wall motion by spin transfer / J. Grollier, A. Chanthbouala, R. Matsumoto, A. Anane, V. Cros, F. Nguyen van Dau, A. Fert // *Comptes Rendus Physique*. — 2011. — T. 12. — C. 309–317. — Gamma-ray burst studies in the SVOM era.
167. Current-driven dynamics of chiral ferromagnetic domain walls / S. Emori, U. Bauer, S.-M. Ahn, E. Martinez, G. S. D. Beach // *Nature Mater.* — 2013. — T. 12. — C. 611–616.
168. Chiral spin torque at magnetic domain walls / K.-S. Ryu, L. Thomas, S.-H. Yang, S. Parkin // *Nature Nanotech.* — 2013. — T. 8. — C. 527–533.
169. Domain wall motion induced by the magnonic spin current / X.-g. Wang, G.-h. Guo, Y.-z. Nie, G.-f. Zhang, Z.-x. Li // *Phys. Rev. B*. — 2012. — T. 86. — C. 054445.
170. *Heide, M.* Dzyaloshinskii-Moriya interaction accounting for the orientation of magnetic domains in ultrathin films: Fe/W(110) / M. Heide, G. Bihlmayer, S. Blügel // *Phys. Rev. B*. — 2008. — T. 78. — C. 140403.
171. Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films / A. Thiaville, S. Rohart, É. Jué, V. Cros, A. Fert // *Europhysics Letters*. — 2012. — T. 100. — C. 57002.
172. Soliton-like magnetic domain wall motion induced by the interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction / Y. Yoshimura, K.-J. Kim, T. Taniguchi, T. Tono, K. Ueda, R. Hiramatsu, T. Moriyama, K. Yamada, Y. Nakatani, T. Ono // *Nature Phys.* — 2016. — T. 12. — C. 157–161.

173. Very large domain wall velocities in Pt/Co/GdOx and Pt/Co/Gd trilayers with Dzyaloshinskii-Moriya interaction / T. H. Pham, J. Vogel [и др.] // Europhysics Letters. — 2016. — Т. 113. — С. 67001.
174. Electric field control of magnetic domain wall motion via modulation of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction / T. Koyama, Y. Nakatani, J. Ieda, D. Chiba // Science Advances. — 2018. — Т. 4. — eaav0265.
175. Large Voltage-Induced Changes in the Perpendicular Magnetic Anisotropy of an MgO-Based Tunnel Junction with an Ultrathin Fe Layer / T. Nozaki, A. Koziol-Rachwał, W. Skowroński, V. Zayets, Y. Shiota, S. Tamaru, H. Kubota, A. Fukushima, S. Yuasa, Y. Suzuki // Phys. Rev. Applied. — 2016. — Т. 5, ВЫП. 4. — С. 044006.
176. Engineering Co/MgO interface with heavy metals for voltage-controlled magnetic anisotropy effect / H. Nakayama, T. Nozaki, T. Nozaki, S. Yuasa // Appl. Phys. Lett. — 2023. — Т. 122. — С. 032403.
177. Electronic voltage control of magnetic anisotropy at room temperature in high- κ SrTiO₃/Co/Pt trilayer / B. F. Vermeulen, J. Swerts, S. Couet, M. Popovici, I. P. Radu, J. Van de Vondel, K. Temst, G. Groeseneken, K. Martens // Phys. Rev. Mater. — 2020. — Т. 4. — С. 114415.
178. Electric-field control of domain wall motion in perpendicularly magnetized materials / A. Schellekens, A. van den Brink, J. Franken, H. Swagten, B. Koopmans // Nat Commun. — 2012. — Т. 3. — С. 847.
179. *Bauer, U.* Electric field control of domain wall propagation in Pt/Co/GdOx films / U. Bauer, S. Emori, G. S. D. Beach // Applied Physics Letters. — 2012. — Т. 100.
180. Electric-field control of magnetic domain-wall velocity in ultrathin cobalt with perpendicular magnetization / D. Chiba, M. Kawaguchi, S. Fukami, N. Ishiwata, K. Shimamura, K. Kobayashi, T. Ono // Nat Commun. — 2012. — Т. 3. — С. 888.
181. Direct Observation of Domain Wall Motion in Co/Pt Wire under Gate Electric Field / H. Kakizakai, K. Yamada, M. Kawaguchi, K. Shimamura, S. Fukami, N. Ishiwata, D. Chiba, T. Ono // Japanese Journal of Applied Physics. — 2013. — Т. 52. — С. 070206.

182. *Yamada, K.* Magnetic domain wall motion in Co/Ni nanowires induced by a sloped electric field / K. Yamada, S. Murayama, Y. Nakatani // Applied Physics Letters. — 2016. — Т. 108. — С. 202405.
183. High velocity domain wall propagation using voltage controlled magnetic anisotropy / F. N. Tan, W. L. Gan, C. C. I. Ang, G. D. H. Wong, H. X. Liu, F. Poh, W. S. Lew // Sci. Rep. — 2019. — Т. 9. — С. 7369.
184. Influence of sloped electric field on magnetic-field-induced domain wall creep in a perpendicularly magnetized Co wire / H. Kakizakai, K. Yamada, F. Ando, M. Kawaguchi, T. Koyama, S. Kim, T. Moriyama, D. Chiba, T. Ono // Japanese Journal of Applied Physics. — 2017. — Т. 56. — С. 050305.
185. *Macià, F.* Magnetic droplet solitons / F. Macià, A. D. Kent // Journal of Applied Physics. — 2020. — Т. 128. — С. 100901.
186. *Kosevich, A.* Magnetic Solitons / A. Kosevich, B. Ivanov, A. Kovalev // Physics Reports. — 1990. — Т. 194. — С. 117–238.
187. *Hoefler, M. A.* Theory for a dissipative droplet soliton excited by a spin torque nanocontact / M. A. Hoefler, T. J. Silva, M. W. Keller // Phys. Rev. B. — 2010. — Август. — Т. 82, вып. 5. — С. 054432.
188. *Hoefler, M. A.* Propagation and control of nanoscale magnetic-droplet solitons / M. A. Hoefler, M. Sommacal, T. J. Silva // Phys. Rev. B. — 2012. — Т. 85, вып. 21. — С. 214433.
189. Spin transfer torque generated magnetic droplet solitons (invited) / S. Chung, S. M. Mohseni [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2014. — Т. 115. — С. 172612.
190. *Macià, F.* Stable magnetic droplet solitons in spin-transfer nanocontacts / F. Macià, D. Backes, A. D. Kent // Nat. Nanotechnol. — 2014. — Т. 9. — С. 992–996.
191. Magnetic droplet solitons generated by pure spin currents / B. Divinskiy, S. Urazhdin, V. E. Demidov, A. Kozhanov, A. P. Nosov, A. B. Rinkevich, S. O. Demokritov // Phys. Rev. B. — 2017. — Дек. — Т. 96, вып. 22. — С. 224419.
192. *Dvornik, M.* Origin of Magnetization Auto-Oscillations in Constriction-Based Spin Hall Nano-Oscillators / M. Dvornik, A. A. Awad, J. Åkerman // Phys. Rev. Applied. — 2018. — Янв. — Т. 9, вып. 1. — С. 014017.

193. Direct Observation of Zhang-Li Torque Expansion of Magnetic Droplet Solitons / S. Chung, Q. T. Le [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Май. — Т. 120, вып. 21. — С. 217204.
194. *Li, Z.* Domain-wall dynamics driven by adiabatic spin-transfer torques / Z. Li, S. Zhang // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Июль. — Т. 70, вып. 2. — С. 024417.
195. *Zhang, S.* Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets / S. Zhang, Z. Li // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Сент. — Т. 93, вып. 12. — С. 127204.
196. Freezing and thawing magnetic droplet solitons / M. Ahlberg, S. Chung [и др.] // *Nat. Commun.* — 2022. — Т. 13. — С. 2462.
197. Tuning Magnetic Droplets in Nanocontact Spin-Torque Oscillators Using Electric Fields / C. Zheng, M. Dvornik [и др.] // *Phys. Rev. Applied.* — 2020. — Ноябрь. — Т. 14, вып. 5. — С. 054001.
198. *Rohart, S.* Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction / S. Rohart, A. Thiaville // *Phys. Rev. B.* — 2013. — Т. 88, вып. 18. — С. 184422.
199. *Brown, W. F.* *Micromagnetics* / W. F. Brown. — Huntington, N.Y, 1963.
200. *Brown, W. F.* Thermal Fluctuations of a Single-Domain Particle / W. F. Brown // *Journal of Applied Physics.* — 1963. — Т. 34. — С. 1319—1320.
201. A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction / S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, H. Ohno // *Nature Mater.* — 2010. — Т. 9. — С. 721—724.
202. *Brataas, A.* Current-induced torques in magnetic materials / A. Brataas, A. Kent, H. Ohno // *Nature Mater.* — 2012. — Т. 11. — С. 372—381.
203. *Slonczewski, J.* Theory of voltage-driven current and torque in magnetic tunnel junctions / J. Slonczewski, J. Sun // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* — 2007. — Т. 310. — С. 169—175. — Proceedings of the 17th International Conference on Magnetism.

204. First-principles study of magnetization relaxation enhancement and spin transfer in thin magnetic films / M. Zwierzycki, Y. Tserkovnyak, P. J. Kelly, A. Brataas, G. E. W. Bauer // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Т. 71, вып. 6. — С. 064420.
205. *Slavin, A.* Nonlinear Auto-Oscillator Theory of Microwave Generation by Spin-Polarized Current / A. Slavin, V. Tiberkevich // *IEEE Transactions on Magnetics.* — 2009. — Т. 45. — С. 1875—1918.
206. *Aharoni, A.* / A. Aharoni // *J. Appl. Phys.* — 1998. — Т. 83. — С. 3432.
207. Interlayer exchange coupling and current induced magnetization switching in magnetic tunnel junctions with MgO wedge barrier / W. Skowroński, T. Stobiecki, J. Wrona, K. Rott, A. Thomas, G. Reiss, S. van Dijken // *Journal of Applied Physics.* — 2010. — Т. 107. — С. 093917.
208. Perpendicular magnetization of CoFeB on single-crystal MgO / K. Lee, J. J. Sapan, S. H. Kang, E. E. Fullerton // *Journal of Applied Physics.* — 2011. — Т. 109. — С. 123910.
209. *Hall, R. C.* Single-Crystal Magnetic Anisotropy and Magnetostriction Studies in Iron-Base Alloys / R. C. Hall // *Journal of Applied Physics.* — 2004. — Т. 31. — С. 1037—1038.
210. CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions with high TMR ratio and low junction resistance / K. Tsunekawa, M. Nagai, H. Maehara, S. Yamagata, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe, S. Yuasa, Y. Suzuki, K. Ando // 2005 IEEE International Magnetics Conference (INTERMAG). — 2005. — С. 1223—1224.
211. Junction size effect on switching current and thermal stability in CoFeB/MgO perpendicular magnetic tunnel junctions / H. Sato, M. Yamanouchi, K. Miura, S. Ikeda, H. D. Gan, K. Mizunuma, R. Koizumi, F. Matsukura, H. Ohno // *Applied Physics Letters.* — 2011. — Т. 99. — С. 042501.
212. Ultralow-current-density and bias-field-free spin-transfer nano-oscillator / Z. Zeng, G. Finocchio [и др.] // *Sci. Rep.* — 2013. — Т. 3. — С. 1426.
213. *Dyakonov, M.* Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors / M. Dyakonov, V. Perel // *Physics Letters A.* — 1971. — Т. 35. — С. 459—460.

214. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect / E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara // Applied Physics Letters. — 2006. — Т. 88. — С. 182509.
215. *Takahashi, S.* Spin injection and detection in magnetic nanostructures / S. Takahashi, S. Maekawa // Phys. Rev. B. — 2003. — Т. 67, вып. 5. — С. 052409.
216. *Stiles, M. D.* Phenomenological theory of current-induced magnetization precession / M. D. Stiles, J. Xiao, A. Zangwill // Phys. Rev. B. — 2004. — Т. 69, вып. 5. — С. 054408.
217. *Huang, S. X.* Spin polarization of amorphous CoFeB determined by point-contact Andreev reflection / S. X. Huang, T. Y. Chen, C. L. Chien // Applied Physics Letters. — 2008. — Т. 92. — С. 242509.
218. *Harris, L.* Conductance and Relaxation Time of Electrons in Gold Blacks from Transmission and Reflection Measurements in the Far Infrared* / L. Harris, A. L. Loeb // J. Opt. Soc. Am. — 1953. — Т. 43. — С. 1114—1118.
219. *Elezzabi, A. Y.* Direct Measurement of the Conduction Electron Spin-Lattice Relaxation Time T_1 in Gold / A. Y. Elezzabi, M. R. Freeman, M. Johnson // Phys. Rev. Lett. — 1996. — Т. 77, вып. 15. — С. 3220—3223.
220. Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers / O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, A. Hoffmann // Phys. Rev. B. — 2010. — Т. 82, вып. 21. — С. 214403.
221. X. Fan, H. Celik, J. Wu, C. Ni, K.-J. Lee, V. Lorenz, J. Xiao // Nat. Comms. — 2014. — Т. 5. — С. 3042.
222. Giant linear anomalous Hall effect in the perpendicular CoFeB thin films / T. Zhu, P. Chen, Q. H. Zhang, R. C. Yu, B. G. Liu // Applied Physics Letters. — 2014. — Т. 104. — С. 202404.
223. *Haynes, W.* / W. Haynes. — CRC Press, 2014.
224. *Tserkovnyak, Y.* Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films / Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Т. 88. — С. 117601.

225. *Aharoni, A.* Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms / A. Aharoni // J. Appl. Phys. — 1998. — T. 83. — C. 3432–3434.
226. Giant interfacial perpendicular magnetic anisotropy in MgO/CoFe/capping layer structures / S. Peng, W. Zhao [и др.] // Appl. Phys. Lett. — 2017. — T. 110.
227. Perpendicular magnetization of CoFeB on single-crystal MgO / K. Lee, J. J. Sapan, S. H. Kang, E. E. Fullerton // Journal of Appl. Phys. — 2011. — T. 109. — C. 123910.
228. A perpendicular-anisotropy CoFeB – MgO magnetic tunnel junction / S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, H. Ohno // Nat. Mater. — 2010. — T. 9. — C. 721–724.
229. *Hall, R. C.* Magnetic Anisotropy and Magnetostriction of Ordered and Disordered Cobalt-Iron Alloys / R. C. Hall // Journal of Appl. Phys. — 1960. — T. 31. — S157–S158.
230. *Huang, S. X.* Spin polarization of amorphous CoFeB determined by point-contact Andreev reflection / S. X. Huang, T. Y. Chen, C. L. Chien // Appl. Phys. Lett. — 2008. — T. 92. — C. 242509.
231. Interlayer exchange coupling and current induced magnetization switching in magnetic tunnel junctions with MgO wedge barrier / W. Skowroński, T. Stobiecki, J. Wrona, K. Rott, A. Thomas, G. Reiss, S. van Dijken // J. Appl. Phys. — 2010. — T. 107.
232. *Fontanella, J.* Low-frequency dielectric constants of α -quartz, sapphire, MgF₂, and MgO / J. Fontanella, C. Andeen, D. Schuele // J. Appl. Phys. — 1974. — T. 45. — C. 2852–2854.
233. Microwave amplification in a magnetic tunnel junction induced by heat-to-spin conversion at the nanoscale / M. Goto, Y. Wakatake [и др.] // Nat. Nanotech. — 2019. — T. 4. — C. 40–43.
234. First-principles study of magnetization relaxation enhancement and spin transfer in thin magnetic films / M. Zwierzycki, Y. Tserkovnyak, P. J. Kelly, A. Brataas, G. E. W. Bauer // Phys. Rev. B. — 2005. — T. 71.

235. *Jiao, H.* Spin Backflow and ac Voltage Generation by Spin Pumping and the Inverse Spin Hall Effect / H. Jiao, G. E. W. Bauer // Phys. Rev. Lett. — 2013. — T. 110.
236. Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers / O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, A. Hoffmann // Phys. Rev. B. — 2010. — T. 82.
237. *Nayfeh, A. H.* Nonlinear Oscillations / A. H. Nayfeh, D. T. Mook. — Wiley, New York, 1979.
238. Spin-torque driven ferromagnetic resonance in a nonlinear regime / W. Chen, G. de Loubens, J.-M. L. Beaujour, J. Z. Sun, A. D. Kent // Appl. Phys. Lett. — 2009. — T. 95.
239. Spin-torque microwave detector with out-of-plane precessing magnetic moment / O. V. Prokopenko, I. N. Krivorotov, E. Bankowski, T. Meitzler, S. Jaroach, V. S. Tiberkevich, A. N. Slavin // J. Appl. Phys. — 2012. — T. 111.
240. Effect of excitation power on voltage induced local magnetization dynamics in an ultrathin CoFeB film / B. Rana, Y. Fukuma, K. Miura, H. Takahashi, Y. Otani // Sci. Rep. — 2017. — T. 7.
241. *Jia, Y.* Twenty-Eight Orders of Parametric Resonance in a Microelectromechanical Device for Multi-band Vibration Energy Harvesting / Y. Jia, S. Du, A. A. Seshia // Sci. Rep. — 2016. — T. 6.
242. Electrically tunable spin injector free from the impedance mismatch problem / K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, H. Kurebayashi, T. Trypiniotis, C. H. W. Barnes, S. Maekawa, E. Saitoh // Nat. Mat. — 2011. — T. 10. — C. 655–659.
243. ***Nikitchenko, A. I.*** Spin injection and pumping generated by a direct current flowing through a magnetic tunnel junction / **A. I. Nikitchenko**, N. A. Pertsev // Phys. Rev. B. — 2019. — Vol. 99. — P. 224426.
244. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures / Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, B. I. Halperin // Rev. Mod. Phys. — 2005. — T. 77. — C. 1375–1421.
245. *Tserkovnyak, Y.* Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers / Y. Tserkovnyak, A. Brataas // Phys. Rev. B. — 2002. — T. 66.

246. CRC Handbook of Chemistry and Physics, 2009-2010, 90th ed. // J. Am. Chem. Soc. — 2009. — T. 131. — C. 12862—12862.
247. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect / E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara // Appl. Phys. Lett. — 2006. — T. 88.
248. Quantifying Spin Hall Angles from Spin Pumping: Experiments and Theory / O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, A. Hoffmann // Phys. Rev. Lett. — 2010. — T. 104.
249. *Takahashi, S.* Spin injection and detection in magnetic nanostructures / S. Takahashi, S. Maekawa // Phys. Rev. B. — 2003. — T. 67.
250. *Kikkawa, J. M.* Resonant Spin Amplification in *n*-Type GaAs / J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom // Phys. Rev. Lett. — 1998. — T. 80.
251. Quantifying interface and bulk contributions to spin-orbit torque in magnetic bilayers / X. Fan, H. Celik, J. Wu, C. Ni, K.-J. Lee, V. O. Lorenz, J. Q. Xiao // Nat. Commun. — 2003. — T. 5.
252. *Bhat, S. G.* Room temperature electrical spin injection into GaAs by an oxide spin injector / S. G. Bhat, P. S. A. Kumar // Sci. Rep. — 2014. — T. 4.
253. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor / G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, B. J. van Wees // Phys. Rev. B. — 2000. — T. 62. — R4790—R4793.
254. Spin diffusion length and polarization of ferromagnetic metals measured by the spin-absorption technique in lateral spin valves / G. Zahnd, L. Vila, V. T. Pham, M. Cosset-Cheneau, W. Lim, A. Brenac, P. Laczkowski, A. Marty, J. P. Attané // Phys. Rev. B. — 2018. — T. 98.
255. *Johnson, M.* Interfacial charge-spin coupling: injection and detection of spin magnetization in metals / M. Johnson, R. H. Silsbee // Phys. Rev. Lett. — 1985. — T. 55. — C. 1790—1793.
256. Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet–semiconductor devices / X. Lou, C. Adelman, S. A. Crooker, E. S. Garlid, J. Zhang, K. S. M. Reddy, S. D. Flexner, C. J. Palmstrøm, P. A. Crowell // Nat. Phys. — 2007. — T. 3. — C. 197—202.

257. *Saavedra, C. E.* Analog Frequency Multiplier Design Techniques and Applications / C. E. Saavedra // CMOS Nanoelectronics: Analog and RF VLSI Circuits. — 2018. — Гл. 5.
258. Perspective: Interface generation of spin-orbit torques / J. Sklenar, W. Zhang, M. B. Jungfleisch, W. Jiang, H. Saglam, J. E. Pearson, J. B. Ketterson, A. Hoffmann // Journal of Appl. Phys. — 2016. — Т. 120. — С. 180901.
259. *Azotsev, A. V.* Magnetization dynamics and spin pumping induced by standing elastic waves / A. V. Azotsev, N. A. Pertsev // Phys. Rev. B. — 2016. — Т. 94. — С. 184401.
260. Proposal for a micromagnetic standard problem for materials with Dzyaloshinskii–Moriya interaction / D. Cortés-Ortuño, M. Beg [и др.] // New Journal of Physics. — 2018. — Т. 20. — С. 113015.
261. *Perez, N.* Micromagnetic Modeling of Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in Spin Hall Effect Switching / N. Perez, L. Torres, E. Martinez-Vecino // IEEE Transactions on Magnetics. — 2014. — Т. 50. — С. 1–4.
262. The effect of Dzyaloshinskii–Moriya interaction on field-driven domain wall dynamics analysed by a semi-analytical approach / J. Vandermeulen, S. A. Nasser, B. V. de Wiele, G. Durin, B. V. Waeyenberge, L. Dupré // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2016. — Т. 49. — С. 465003.
263. C. Kim, B. S. Chun [и др.] // Advanced Electronic Materials. — 2020. — Т. 6. — С. 1901004.
264. *Giancoli, D.* Physics: Principles with Applications / D. Giancoli. — Prentice Hall, 1995. — (Prentice-Hall International editions).
265. Quantifying interface and bulk contributions to spin–orbit torque in magnetic bilayers / X. Fan, H. Celik, J. Wu, C. Ni, K.-J. Lee, V. O. Lorenz, J. Q. Xiao // Nat. Commun. — 2014. — Т. 5. — С. 3042.
266. CoFeB Thickness Dependence of Thermal Stability Factor in CoFeB/MgO Perpendicular Magnetic Tunnel Junctions / H. Sato, M. Yamanouchi, K. Miura, S. Ikeda, R. Koizumi, F. Matsukura, H. Ohno // IEEE Magnetics Letters. — 2012. — Т. 3. — С. 3000204–3000204.
267. Dependence of spin pumping in W/CoFeB heterostructures on the structural phase of tungsten / D. Jhahria, N. Behera, D. K. Pandya, S. Chaudhary // Phys. Rev. B. — 2019. — Т. 99. — С. 014430.

268. Spin Transfer on Low Resistance-Area MgO-Based Magnetic Tunnel Junctions Prepared by Ion Beam Deposition / J. Yang, R. J. Macedo, M. G. Debs, R. Ferreira, S. Cardoso, P. J. P. Freitas, J. M. Teixeira, J. O. Ventura // IEEE Transactions on Magnetics. — 2010. — T. 46. — C. 2002—2004.
269. True amplification of spin waves in magnonic nano-waveguides / H. Merbouche, B. Divinskiy, D. Gouéré, R. Lebrun, A. El-Kanj, V. Cros, P. Bortolotti, A. Anane, S. O. Demokritov, V. E. Demidov. — 2023.
270. Probabilistic behavior in subnanosecond spin transfer torque switching / K. Ito, T. Devolder, C. Chappert, M. J. Carey, J. A. Katine // Journal of Applied Physics. — 2006. — T. 99. — 08G519.
271. The design and verification of MuMax3 / A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge // AIP Advances. — 2014. — T. 4. — C. 107133.
272. *Demidov, V. E.* Magnonic Waveguides Studied by Microfocus Brillouin Light Scattering / V. E. Demidov, S. O. Demokritov // IEEE Transactions on Magnetics. — 2015. — T. 51. — C. 1—15.
273. Observing high-k magnons with Mie-resonance-enhanced Brillouin light scattering / O. Wojewoda, F. Ligmajer [и др.] // Commun Phys. — 2023. — T. 6. — C. 94.
274. Excitation of Spin Waves in an In-Plane-Magnetized Ferromagnetic Nanowire Using Voltage-Controlled Magnetic Anisotropy / R. Verba, M. Carpentieri, G. Finocchio, V. Tiberkevich, A. Slavin // Phys. Rev. Applied. — 2017. — T. 7. — C. 064023.
275. Room-temperature high spin-orbit torque due to quantum confinement in sputtered $\text{Bi}_x\text{Se}_{(1-x)}$ films / M. DC, R. Grassi [и др.] // Nature Mater. — 2018. — T. 17. — C. 800—807.
276. Room-temperature perpendicular magnetic anisotropy of MgO/Fe/MgO ultrathin films / A. Koziół-Rachwał, W. Skowroński, T. Ślęzak, D. Wilgocka-Ślęzak, J. Przewoźnik, T. Stobiecki, Q. H. Qin, S. van Dijken, J. Korecki // Journal of Applied Physics. — 2013. — T. 114. — C. 224307.

277. *Vaz, C. A. F.* Magnetism in ultrathin film structures / C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, G. Lauhoff // Reports on Progress in Physics. — 2008. — Т. 71. — С. 056501.
278. *Pertsev, N. A.* Converse magnetoelectric effect via strain-driven magnetization reorientations in ultrathin ferromagnetic films on ferroelectric substrates / N. A. Pertsev // Phys. Rev. B. — 2015. — ИЮЛЬ. — Т. 92, ВЫП. 1. — С. 014416.
279. *Viaud, G.* Dynamic converse magnetoelectric effect in ferromagnetic nanostructures with electric-field-dependent interfacial anisotropy / G. Viaud, N. A. Pertsev // Phys. Rev. B. — 2014. — Т. 90.
280. Large voltage-induced magnetic anisotropy change in a few atomic layers of iron / T. Maruyama, Y. Shiota [и др.] // Nature Nanotech. — 2009. — Т. 4. — С. 158—161.
281. Electric field effect on magnetization at the Fe/MgO(001) interface / M. K. Niranjan, C.-G. Duan, S. S. Jaswal, E. Y. Tsymlal // Applied Physics Letters. — 2010. — Т. 96. — С. 222504.
282. *Pertsev, N. A.* Origin of easy magnetization switching in magnetic tunnel junctions with voltage-controlled interfacial anisotropy / N. A. Pertsev // Sci Rep. — 2013. — Т. 3. — С. 2757.
283. Perpendicular Anisotropy and Damping of MBE-grown MgO/Fe/Au(001) and Au/Fe/Au(001) Trilayers / N. Kamiya, D. Oshima, S. Iwata, T. Kato // Journal of the Magnetism Society of Japan. — 2021. — Т. 45. — С. 96—100.
284. *Stearns, M. B.* in Magnetic Properties of Metals· 3d, 4d and 5d Elements, Alloys and Compounds / M. B. Stearns. — 1986. — Landolt-Börnstein, New Series, Group III, Vol. 19a (Springer-Verlag, Berlin).
285. *Hirth, J. P.* Theory of dislocations / J. P. Hirth, J. Lothe. — 1968. — New York ; London : McGraw-Hill.
286. Dielectric breakdown of MgO magnetic tunnel junctions / D. V. Dimitrov, Z. Gao, X. Wang, W. Jung, X. Lou, O. G. Heinonen // Applied Physics Letters. — 2009. — Т. 94. — С. 123110.

287. Space- and time-resolved Brillouin light scattering from nonlinear spin-wave packets / O. Büttner, M. Bauer, A. Rueff, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, A. Slavin, M.P. Kostylev, B.A. Kalinikos // *Ultrasonics*. — 2000. — Т. 38. — С. 443–449.
288. *Sharmin, M.* Electrical Optical and Structural Properties of p-type Silicon / M. Sharmin, S. Choudhury, T. Begum // *Dhaka University Journal of Science*. — 2015. — Т. 63. — С. 37–41.
289. High tunnel magnetoresistance in epitaxial Fe/MgO/Fe tunnel junctions / J. Faure-Vincent, C. Tiusan, E. Jouguelet, F. Canet, M. Sajieddine, C. Bellouard, E. Popova, M. Hehn, F. Montaigne, A. Schuhl // *Applied Physics Letters*. — 2003. — Т. 82. — С. 4507–4509.
290. Magnetic anisotropies in body-centered-cubic cobalt films / S. Subramanian, X. Liu, R. L. Stamps, R. Sooryakumar, G. A. Prinz // *Phys. Rev. B*. — 1995. — Т. 52. — С. 10194.
291. *Gweon, H. K.* Relative strength of perpendicular magnetic anisotropy at bottom and top interfaces in Pt/Co/MgO trilayers / H. K. Gweon, S. H. Lim // *Jap. J. Appl. Phys.* — 2018. — Т. 57. — С. 030301.
292. Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures / O. Boulle, J. Vogel [и др.] // *Nature Nanotech.* — 2016. — Т. 11. — С. 449–454.
293. *Magnetic Anisotropy* // *Introduction to Magnetic Materials*. — John Wiley, Sons, Ltd, 2008. — Гл. 7. С. 197–239.
294. Creep and Flow Regimes of Magnetic Domain-Wall Motion in Ultrathin Pt/Co/Pt Films with Perpendicular Anisotropy / P. J. Metaxas, J. P. Jamet, A. Mougin, M. Cormier, J. Ferre, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, R. L. Stamps // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Т. 99, вып. 21. — С. 217208.
295. Domain Wall Tilting in the Presence of the Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in Out-of-Plane Magnetized Magnetic Nanotracks / O. Boulle, S. Rohart, L. D. Buda-Prejbeanu, E. Jue, I. M. Miron, S. Pizzini, J. Vogel, G. Gaudin, A. Thiaville // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Т. 111. — С. 217203.

296. Current-driven dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in the presence of in-plane fields: Full micromagnetic and one-dimensional analysis / E. Martinez, S. Emori, N. Perez, L. Torres, G. S. D. Beach // *Journal of Applied Physics*. — 2014. — T. 115.
297. *Adler, R.* A Study of Locking Phenomena in Oscillators / R. Adler // *Proceedings of the IRE*. — 1946. — T. 34. — C. 351–357.
298. Electrical field enhanced interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in MgO/Fe/Pt system / W. Zhang, H. Zhong, R. Zang, Y. Zhang, S. Yu, G. Han, G. L. Liu, S. S. Yan, S. Kang, L. M. Mei // *Applied Physics Letters*. — 2018. — T. 113. — C. 122406.
299. Perpendicular magnetic anisotropy in Pt/Fe multilayers / T. Katayama, Y. Suzuki, Y. Nishihara, T. Sugimoto, M. Hashimoto // *Journal of Applied Physics*. — 1991. — T. 69. — C. 5658–5660.
300. Universal magnetic domain wall dynamics in the presence of weak disorder / J. Ferré, P. J. Metaxas, A. Mougin, J.-P. Jamet, J. Gorchon, V. Jeudy // *Comptes Rendus Physique*. — 2013. — T. 14. — C. 651–666.
301. Dynamics of field-driven domain-wall propagation in ferromagnetic nanowires / G. S. D. Beach, C. Nistor, C. Knutson, M. Tsoi, J. L. Erskine // *Nature Mater*. — 2005. — T. 4. — C. 741–744.