

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Неило Алексей Александрович

СПИН-ВЕНТИЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ
СВЕРХПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Специальность 2.6.6. Нанотехнологии и наноматериалы

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Бакурский Сергей Викторович, к.ф.-м.н., в.н.с.

Москва
2025

Оглавление

Введение	5
1 Обзор состояния исследований свойств электронных коллективов в тонкопленочных структурах	13
1.1 Микроскопическая теория сверхпроводимости	13
1.1.1 Подход Боголюбова-де Жена.	14
1.1.2 Функции Грина	17
1.1.3 Квазиклассическое приближение	19
1.1.4 Уравнения Узаделя	20
1.2 Эффект Джозефсона	20
1.3 Контакт сверхпроводника с нормальным металлом	22
1.3.1 Андреевское отражение	22
1.3.2 Эффект близости	24
1.4 Контакт сверхпроводника с ферромагнетиком	25
1.4.1 Металлические ферромагнетики	25
1.4.2 0- π -контакт	27
1.4.3 Триpletная сверхпроводимость	30
1.4.4 Материалы со спин-орбитальным взаимодействием	32
1.5 Сверхпроводящие вентили	33
1.5.1 Спиновые вентили на эффекте близости	37
1.5.2 Джозефсоновские вентили	42
1.6 Выводы к главе 1	44
2 Определение параметров сверхпроводниковых многослойных структур с эффектом близости на основе спектроскопии	46
2.1 Определение параметров на основе туннельной спектроскопии для бислоя сверхпроводник - ферромагнетик SF	48

2.1.1	Свойства электронных корреляций в зависимости от материаль- ных параметров и свойств границ	50
2.1.2	Расчет дифференциальной проводимости в сравнении с экспери- ментальными данными	53
2.2	Определение параметров на основе джозефсоновской спектроскопии для гетероструктуры сверхпроводник - ферромагнетик - тонкий сверхпровод- ник SFs	56
2.2.1	Случай с прослойкой нормального металла	57
2.2.2	Случай толстого ферромагнитного слоя	58
2.2.3	Случай тонкого ферромагнитного слоя	63
2.2.4	Особенности структуры в окрестности 0- π -перехода	66
2.2.5	Влияние прозрачности границ между слоями	68
2.3	Выводы к главе 2	70
3	Спиновый вентиль на базе многослойных структур сверхпроводник - ферромагнетик	71
3.1	Эффект близости в сверхпроводниковом триггерном вентиле	72
3.1.1	Влияние свойств материалов и геометрических размеров структу- ры на триггерный эффект	77
3.2	Джозефсоновский вентиль, управляемый сверхпроводящим триггерным эффектом	82
3.2.1	Учет влияния триплетной сверхпроводимости на перенос заряда .	82
3.2.2	Режимы работы вентиля	86
3.3	Кинетическая индуктивность спинового вентиля со слоем низкоомного нормального металла	92
3.3.1	Электронная структура	94
3.3.2	Управление индуктивностью перемагничиванием	96
3.3.3	Протекание продольного тока	99
3.4	Выводы к главе 3	103
4	Спиновые вентили в гибридной SNF структуре со спин-орбитальным взаимодействием в N-слое	105
4.1	Постановка задачи	106
4.2	Сверхпроводящий спиновый вентиль	109
4.2.1	Зависимость сверхпроводящего параметра порядка от угла пово- рота намагниченности	110

4.2.2	Зависимость сверхпроводящего параметра порядка от толщины ферромагнетика	111
4.2.3	Сравнение с схемой с двумя ферромагнетиками	112
4.3	Джозефсоновский спиновый вентиль	114
4.3.1	Эффект близости в $sN_{SO}F$ части	115
4.3.2	Критический ток в $SI sN_{SO}F$ -структуре	118
4.4	Выводы к главе 4	120
Заключение		122
Список публикаций автора		124
Обозначения		126
Список литературы		127

Введение

Актуальность работы

Данная работа мотивирована как желанием расширить наше понимание поведения электронных коллективов в тонких пленках проводящих материалов, так и потребностями современной спинтроники и сверхпроводниковой электроники. Актуальность исследования обусловлена тем, что целый ряд перспективных элементов вычислительных устройств (включая, например, мемристоры и спиновые вентили) содержит гетероструктуры с большим количеством ферромагнитных, металлических и диэлектрических слоев с толщиной порядка 1-10 нм [1—5]. При миниатюризации в тонкопленочных технологиях возникает необходимость учитывать особенности поведения электронных коллективов в подобных гибридных наноструктурах. Ярким примером проявления таких особенностей является необходимость учета спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в структурах с тонкими квазидвумерными пленками. Для изучения подобных эффектов требуется согласованный совместный теоретико-экспериментальный анализ.

Часто для уменьшения влияния тепловых шумов в прецизионных материаловедческих исследованиях используют криогенную технику. Например, широкое распространение получила низкотемпературная сканирующая-туннельная (СТМ) и магнитно-силовая микроскопия [6—9]. Она позволяет из экспериментальных данных по плотности состояний (ДОС) эффективно определять степень влияния несверхпроводящего материала на спектр возбуждений в тонком слое сверхпроводника, контактирующем с данным изучаемым материалом.

Кроме того, само по себе развитие сверхпроводниковой электроники может быть полезно в развитии целого ряда применений, начиная с энергоэффективных суперкомпьютерных и нейроморфных вычислений и заканчивая квантовыми процессорами [10; 11]. Одним из примеров элементов сверхпроводниковой электроники на основе гибридных тонкопленочных структур являются устройства криогенной памяти. Наиболее известные из них представляют из себя гетероструктуры со слоями магнитных и сверхпроводящих материалов, свойства электронного коллектива и сверхпроводящий ток, в которых можно контролируемым образом менять при помощи относительно слабых магнитных полей. Это так называемые спиновые вентили [12; 13]: в зависимости от ориентаций намагниченности в паре слоев магнитного материала меняются особенно-

сти токового транспорта через такие системы. Однако изготовление подобных устройств представляет из себя непростую задачу с технической точки зрения. Поэтому одна из целей данного исследования - найти способ упростить реализацию подобных элементов спинтроники.

Цель работы и задачи

Целью работы является развитие методов теоретического описания электронного транспорта в гибридных многослойных структурах, содержащих сверхпроводящие (S), ферромагнитные (F), нормальные (N) металлы, диэлектрические прослойки (I) для усовершенствования способов анализа электронных корреляций и процессов переноса в составных твердотельных системах. Также задачей ставится поиск применений новых физических эффектов, возникающих в многослойных гибридных структурах для создания более эффективных спиновых вентилях и других устройств сверхпроводниковой электроники.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования в диссертационной работе являются гибридные сверхпроводящие гетероструктуры, содержащие слои сверхпроводников (S), ферромагнетиков (F), изоляторов (I) и нормальных металлов (N), а также нормальных металлов со спин-орбитальным взаимодействием (N_{SO}). В частности, детально изучаются системы типов S -F/N, S IsFS структура с тонким s слоем, гетероструктуры со спин-орбитальным взаимодействием $sN_{SO}F$ и S Is $N_{SO}F$, а также спин-вентильная структура $SF_1S_1F_2s$ и ее модификации - джозефсоновский вентиль $SF_1S_1F_2s$ IS и вентиль кинетической индуктивности $SF_1S_1F_2s$ N. Предметом исследования являются функции распределения электронной плотности в данных структурах, а также материальные характеристики материалов, такие, как обменная энергия, длины когерентности, прозрачность границы и т.д.

Научная новизна

В работе впервые сопоставлены экспериментальные данные по электронным спектрам в плотности состояний с расчетами микроскопической модели в $CuNi/Nb$ -бислоях. Получено объяснение аномальных подщелевых состояний, возникающих вследствие конкуренции сверхпроводящего и ферромагнитного электронного упорядочения. Впервые продемонстрирована и объяснена сильная пространственная неоднородность электронных свойств поверхности $CuNi$ в рамках гипотезы о существовании кластеров с различной концентрацией. Впервые рассчитана зависимость плотности состояний s -слоя в диффузных S IsFS-структурах от толщины ферромагнетика, прозрачности границ и величины обменного взаимодействия.

Впервые проведено комплексное исследование спин-вентильного эффекта в грязных $SF_1S_1F_2s$ -структурах с тонким s -слоем. Получена количественная оценка максимальной величины изменения сверхпроводящего параметра порядка в системе при измене-

нии взаимной ориентации векторов намагниченности F_1 и F_2 слоев. Определен оптимальный набор материальных параметров и толщин пленок структуры обеспечивающих достижение этого эффекта. Предложен новый механизм триггерного управления сверхпроводимостью в s-слое за счёт изменения магнитной конфигурации ферромагнитных слоёв. Впервые обнаружено нелинейное поведение кинетической индуктивности в $SF_1S_1F_2sN$ -схеме и критического тока в $SF_1S_1F_2sIS$ -структуре в зависимости от угла разориентации намагниченности. Было показано, что наличие низкоомного нормального металла в многослойных SF системах усиливает спин-вентильный эффект и позволяет перераспределять ток в структуре.

Впервые проведены теоретические расчеты электронных корреляций в диффузных $sN_{SO}F$ -структурах (SO - spin orbit) с s сверхпроводником, F ферромагнетиком и N_{SO} слоем нормального металла со спин-орбитальным взаимодействием. Показана роль спин-орбитального взаимодействия в подавлении триплетных корреляций в подобной структуре, приводящей к усилению синглетной сверхпроводимости в s-слое. Предложена новая конструкция джозефсоновского спинового клапана на основе $SIsN_{SO}F$ -структуры, обеспечивающая как дискретное переключение между различными его состояниями, так и плавное изменение критического тока за счёт переориентации намагниченности F-слоя относительно кристаллографических осей в N_{SO} -слое. Впервые установлены оптимальные геометрические параметры (толщины слоёв) и условия (температура, параметры COB), при которых достигается максимальный эффект изменения джозефсоновского критического тока вследствие перемагничивания.

Научно-практическая ценность диссертации

1. Для фундаментальной науки:

В ходе исследования было углублено понимание механизмов эффекта близости в SF-системах. В частности, было изучено влияние парамагнитного рассеяния и доменной структуры на подавление сверхпроводимости. Кроме того, разработана теоретическая модель, описывающая поведение триплетных корреляций в условиях сосуществования ферромагнетизма и спин-орбитального взаимодействия.

2. Для прикладных технологий:

Теоретически обоснованы новые элементы сверхпроводниковой электроники, включая энергонезависимые спиновые вентили для криогенной памяти, управляемые джозефсоновские переходы, а также устройства с перестраиваемой кинетической индуктивностью, применимые в детекторах и параметрических усилителях. Продемонстрирована возможность создания компактных и энергоэффективных криогенных устройств, в том числе компонентов для квантовых компьютеров и центров обработки данных. Теоретический анализ экспериментальных данных по структурам $CuNi/Nb$ подтвердил перспективность использования разбавленных ферромагнетиков в высокочастотной сверхпроводниковой электронике.

3. Для экспериментальных исследований:

Разработанные теоретические подходы к анализу данных ДОС-спектроскопии могут быть использованы для технологического контроля при производстве джозефсоновских переходов и других сверхпроводниковых устройств. Определены оптимальные параметры гетероструктур на основе ниобия и других сверхпроводников, что может служить руководством для их экспериментального изготовления. Также обоснованы перспективные направления дальнейших исследований, в том числе применение материалов со спин-орбитальным взаимодействием.

Методология диссертационного исследования

Методологической основой диссертации является численное решение нелинейных уравнений Узалея в рамках микроскопической теории сверхпроводимости для многослойных диффузных структур. Для анализа электронных свойств используется самосогласованный расчет пространственных распределений параметра порядка и функций Грина с последующим определением плотности состояний и вольт-амперных характеристик. Верификация модели проводится через сопоставление расчетных данных туннельной спектроскопии с экспериментальными результатами для сверхпроводящих бислоев.

Положения, выносимые на защиту

1) Разработанные теоретические модели и численные алгоритмы для расчета эффекта близости в многослойных структурах, содержащих ферромагнитные (F) и сверхпроводящие (S) материалы, позволяют из данных туннельной спектроскопии не только выявить качественные изменения в плотности состояния (открытие/закрытие щели в спектре электронных состояний, зеемановское расщепление особенностей спектра, изменение величины мини-щели и появление подщелевых состояний в окрестности уровня Ферми), но и установить соответствие этих особенностей с материальными и геометрическими параметрами исследуемых наноструктур.

2) Спин-триггерный эффект в многослойных гибридных структурах $SF_1S_1F_2s$ -типа позволяет изменять сверхпроводящий параметр порядка управляемого s-слоя на 100% путем изменения угла разориентации векторов намагниченности F слоев. Это открывает возможность для создания высокоэффективного спинового джозефсоновского вентиля, который способен переключаться между 0- и π -состояниями, обладающими высокими значениями характеристического напряжения.

3) Спиновым вентилем по изменению кинетической индуктивностью можно управлять как в внешнем магнитном поле, так и в нелинейном режиме путем управления током смещения или изменением угла разориентации векторов намагниченности F слоев.

4) Спин-орбитальное взаимодействие смешанного типа, включающее механизмы спинового рассеяния Рашбы и Дрессельхауса в слое нормального металла N_{SO} спи-

нового вентиля $sN_{SO}F$ -типа позволяет создать структуру с управляемым эффектом близости с использованием единственного ферромагнитного слоя.

Степень достоверности и апробация работы

Достоверность полученных результатов обеспечена использованием в теоретических расчетах микроскопической теории сверхпроводимости, оптимальным выбором физических моделей, отражающих основные свойства исследуемых систем, а также и согласованием рассчитанных зависимостей с экспериментальными данными. Полученные результаты были представлены на 8 конференциях:

- Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов» (Москва, Россия, 2019-2024);
- SPINTECH Summer school “S/F Hybrid Structures for Spintronics”, Кишинев, Молдова, Республика, 2019;
- 63-я Всероссийская научная конференция МФТИ, Долгопрудный, Россия, 2020;
- Superconducting Spintronics Alternative, Stockholm, Sweden, Швеция, 2022;
- International Annual School “Superconducting Quantum Hardware” (SQH-2022), Казань, Россия, 2022;

International Workshop "Superconducting and Magnetic Hybrid Structures Дубна, Россия, 2023, 2025;

- XXIX Международный симпозиум “Нанопизика и наноэлектроника”, г. Нижний Новгород, Россия, 2025;

Результаты работы отражены в 10 статьях в научных журналах |A1|-|A10|, 9 из них (A1|-|A9|) - в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности и отрасли наук.

Личный вклад автора

В диссертации приведены результаты, полученные непосредственно автором или при его активном участии. Автором лично были разработаны программы для решения поставленных задач, проведены как численные, так и аналитические расчеты для получения представленных результатов. Совместно с соавторами диссертант непосредственно участвовал в постановке задачи, написании научных статей, подготовке и представлении докладов на научных конференциях.

Структура и объем диссертации: Диссертация состоит из введения, 4 глав, включая обзор литературы, заключения и списка литературы. Объем диссертации составляет 144 страницы, включая 57 рисунков и 4 таблицы. Список литературы содержит 263 наименования.

Содержание

Диссертационная работа начинается с **Главы 1: Обзор состояния исследований**

свойств электронных коллективов в тонкопленочных структурах. Здесь излагается формализм описания микроскопической теории сверхпроводимости. В разделе 1.1 представляется подход Боголюбова-де Жена и описания с помощью функций Грина, формализм приходит к квазиклассическому представлению и уравнениям Узаделя, которые используются как основной инструмент исследований в данной работе. Далее в части 1.2 следует объяснение эффекта Джозефсона, выступающего важным механизмом для реализации и последующего интегрирования разрабатываемых криогенных устройств в сверхпроводящие схемы.

В разделе 1.3 рассматривается задача о контакте сверхпроводящих и несверхпроводящих материалов и их взаимном влиянии на электронные коллективы друг друга. Основываясь на Андреевском отражении, рассказывается об эффекте близости сверхпроводника и нормального металла. В части 1.4 представлено объяснение физики ферромагнитно-сверхпроводящих структур: осцилляционного поведения сверхпроводящих функций, проникающий в F-слой; 0- π -контактах; триплетной сверхпроводимости. Также приводятся основные моменты описания спин-орбитального взаимодействия в формализме уравнений Узаделя.

Раздел 1.5 посвящен обзору о сверхпроводящих спиновых клапанах (ССК). Здесь показаны основные теоретические работы и экспериментальные достижения в наиболее распространенных схемах ССК по управлению критической температурой. Потом следует описание основных схем джозефсоновских спиновых клапанов по управлению критическим током.

В **главе 2** проводится комплексное исследование сверхпроводниковых ферромагнитных гетероструктур, сочетающее теоретическое моделирование и экспериментальную верификацию. Основное внимание уделено двум типам систем: бислоям сверхпроводник/ферромагнетик (Nb/CuNi) и сложным SIsFS-структурам.

Для описания Nb/CuNi-бислоев в части 2.1 предоставляется теоретическая модель на основе уравнений Узаделя, позволившая рассчитывать плотность состояний и дифференциальную проводимость поверхности неоднородного сплава CuNi в зависимости от ключевых параметров: толщины слоев, прозрачности границ, обменного поля и параметра парамагнитного рассеяния. Теоретические предсказания подтверждаются экспериментальными данными сканирующей туннельной микроскопии, выявившими пространственную неоднородность ферромагнитного слоя CuNi. Особый интерес представляют обнаруженные эффекты: расщепление когерентных пиков ДОС при сравнимых значениях обменного поля и сверхпроводящей щели, а также формирование нулевого пика при определенных условиях.

Исследование SIsFS-структур в разделе 2.2 раскрывает новые аспекты эффекта близости в многослойных системах. Показывается, что свойства тонкого сверхпроводящего s-слоя критически зависят от толщины ферромагнитного слоя и прозрачности гра-

ниц. При уменьшении толщины F-слоя ниже длины когерентности в s-слое сохраняется сверхпроводимость, но с модифицированной ДОС. Особое значение имеют результаты, связанные с 0- π -переходами: обнаружена характерная эволюция подщелевых состояний в ДОС s-слоя при изменении фазового состояния системы.

В **главе 3** исследуется спин-вентильный эффект и его возможное применение на основе структуры $SF_1S_1F_2s$. В разделе 3.1 показывается, что при изменении ориентации намагниченности ферромагнитных слоев из антипараллельной (АП) в параллельную (П) конфигурацию происходит изменение сверхпроводящих свойств на границе SF_1 -интерфейса в массивном S-электроде. Это приводит к уменьшению передачи сверхпроводящих корреляций в тонкий s-слой, что и составляет основу сверхпроводящего триггерного эффекта. Путем подбора параметров удалось достичь величины разности параметра порядка в s-слое при перемагничивании системы, сравнимой с критической температурой T . Особое внимание уделялось анализу зависимости эффекта от толщины s-слоя и материальных параметров ферромагнетиков.

Во части 3.2 к базовой $SF_1S_1F_2s$ структуре был добавлен изолирующий слой I и второй сверхпроводящий электрод S, что позволило промоделировать джозефсоновский переход $SF_1S_1F_2sIS$. Для этой структуры проводится детальный расчет сверхпроводящего тока в зависимости от непрерывного изменения угла разориентации векторов намагниченности F слоев. Доказано существование трех различных режимов работы устройства, включая плавное управление критическим током, плавный и скачкообразный переход между 0- и π -состояниями. Особый интерес представляет режим, когда при определенных параметрах структуры изменение ориентации векторов намагниченности F слоев приводит к полному подавлению критического тока в узком диапазоне углов.

Раздел 3.3 посвящен исследованию кинетической индуктивности в модифицированной структуре $SF_1S_1F_2sN$, где был добавлен слой низкоомного нормального металла. Проведенные расчеты показали, что наличие N-слоя существенно влияет на распределение тока в структуре и величину кинетической индуктивности. Было обнаружено, что при определенных толщинах s-слоя изменение ориентации векторов намагниченности ферромагнитных слоев приводит к значительному (в несколько раз) изменению индуктивности. Дополнительно исследуется влияние продольного тока на свойства структуры, что демонстрирует возможность управления индуктивностью не только магнитным полем, но и током смещения. Полученные результаты показывают перспективность таких структур для создания перестраиваемых элементов в сверхпроводниковых схемах.

В **главе 4** исследуются сверхпроводниковые ферромагнитные гетероструктуры, в которых спин-орбитальное взаимодействие играет ключевую роль в модификации сверхпроводящих характеристик. В разделе 4.1 проводится теоретический анализ влияния СОВ на сверхпроводящие свойства $sN_{SO}F$ -структур. Демонстрируется, что СОВ

подавляет триплетные корреляции в нормальном металле, что, в свою очередь, усиливает синглетную сверхпроводимость в S-слое. Особое внимание уделяется зависимости параметра порядка от угла между намагниченностью в F-слое и кристаллографическими осями в N_{SO} -прослойке. Показано, что максимальный эффект наблюдается при угле $\theta = \pi/4$, когда COB наиболее эффективно противодействует ферромагнитному упорядочиванию. Проводится сравнение предложенной схемы с аналогичной S-F'-F-структурой, где управление осуществляется за счёт двух ферромагнитных слоёв, и показывается, что использование материала со COB упрощает управление системой, а также упрощает процесс создания самого спин-вентильного устройства.

В разделе 4.2 предлагается новая конструкция джозефсоновского спинового клапана на основе $SI/N_{SO}F$ -структуры. Демонстрируется, что данная система позволяет плавно регулировать критический ток за счёт изменения направления намагниченности относительно кристаллографических осей N_{SO} -материала. Анализируются пространственные распределения сверхпроводящих корреляций в зависимости от геометрии структуры, а также влияние совместного действия COB Раппа и Дрессельхауса.

Глава 1

Обзор состояния исследований свойств электронных коллективов в тонкопленочных структурах

Сверхпроводимость — это уникальное свойство определенных материалов, заключающееся в отсутствии электрического сопротивления при температурах ниже критической. Критическая температура варьируется в зависимости от материала и может составлять от 1-2 К до 200 К. Впервые это явление было открыто в 1911 году Камерлинг-Оннесом [14] в ходе экспериментов с ртутью. Позже, в 1933 году, был обнаружен еще один эффект, характерный для всех сверхпроводников, — выталкивание магнитного поля из объема сверхпроводника, известное как эффект Мейснера [15]. Ранние теории сверхпроводимости, такие как уравнения Лондонов и теория Гинзбурга-Ландау [16], носили феноменологический характер и не могли полностью объяснить природу этого явления.

1.1 Микроскопическая теория сверхпроводимости

Основой для создания последовательной теории сверхпроводимости стало предположение Фрейлиха о взаимодействии электронов с фононами [17], которое может приводить к притяжению между электронами за счет обмена фононами в кристаллической решетке металла. Значительным шагом вперед стала разработка теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) [18; 19], в которой впервые было описано основное состояние сверхпроводника с точки зрения квантовой теории. Дальнейшее развитие микроскопического описания с использованием методов квантовой теории поля и статистической физики было осуществлено Боголюбовым и де Женем [20; 21].

1.1.1 Подход Боголюбова-де Жена.

Гамильтониан электронного газа с учетом электрон-фононного взаимодействия записывается в виде [22]:

$$\hat{H} = \sum_{\sigma k} E_{k\sigma} \hat{a}_{k\sigma}^\dagger \hat{a}_{k\sigma} + \sum_{kl} V_{kl} \hat{a}_{k\uparrow}^\dagger \hat{a}_{-k\downarrow}^\dagger \hat{a}_{-l\downarrow} \hat{a}_{l\uparrow} \quad (1.1)$$

Здесь $E_{k\sigma}$ — энергия квазичастиц, отсчитываемая от энергии Ферми E_F для электрона с импульсом k и спином σ , а V_{kl} — константа электрон-фононного взаимодействия. В рамках гипотезы Купера, которая хорошо работает для низкотемпературной сверхпроводимости, эта константа принимает вид:

$$V_{kl} = \begin{cases} -V = \text{const}, & |E_{k\sigma}|, |E_{l\sigma}| < \hbar\omega_D \\ 0, & |E_{k\sigma}|, |E_{l\sigma}| > \hbar\omega_D \end{cases} \quad (1.2)$$

Таким образом, эффективное притяжение между электронами, обусловленное обменом фононами, возникает в узкой области вблизи поверхности Ферми, ограниченной дебаевской частотой ω_D . Это притяжение изменяет основное состояние газа свободных электронов. Диагонализация гамильтониана $\hat{H}$ осуществляется введением боголюбовских квазичастиц [20]:

$$\hat{\alpha}_{k\uparrow} = u_k^* \hat{a}_{k\uparrow} + v_k \hat{a}_{-k\downarrow}^\dagger \quad (1.3)$$

$$\hat{\alpha}_{k\downarrow} = u_k \hat{a}_{k\downarrow} - v_k^* \hat{a}_{-k\uparrow}^\dagger \quad (1.4)$$

Здесь u_k и v_k — весовые коэффициенты, определяющие амплитуды вероятности обнаружения электроноподобного и дырочноподобного состояний соответственно.

Для решения задач в координатном пространстве необходимо перейти от импульсного представления к координатному. Это достигается введением операторов рождения и уничтожения частиц в точке с координатой $\vec{r}$ [23]:

$$\begin{aligned} \hat{\Psi}_\sigma^\dagger(\vec{r}) &= \frac{1}{\sqrt{V}} \sum \hat{a}_{k\sigma}^\dagger e^{-i\vec{r}\vec{k}} \\ \hat{\Psi}_\sigma(\vec{r}) &= \frac{1}{\sqrt{V}} \sum \hat{a}_{k\sigma} e^{i\vec{r}\vec{k}} \end{aligned}$$

При этом фермиевские антикоммутиационные соотношения сохраняются для новых операторов.

Переход к координатному пространству для операторов осуществляется с помощью преобразования Фурье [22]. В результате гамильтониан принимает вид:

$$\begin{aligned} \hat{H} = \sum_{\sigma\sigma'} \int_V d^3r \hat{\Psi}_\sigma^\dagger(\vec{r}) \hat{H}_{\sigma\sigma'}(\vec{r}) \hat{\Psi}_{\sigma'}(\vec{r}) + \\ + \frac{1}{2} \sum_{\sigma\sigma'} \int_V d^3r d^3r' \hat{\Psi}_\sigma^\dagger(\vec{r}) \hat{\Psi}_{\sigma'}^\dagger(\vec{r}') V_{\sigma\sigma'}(\vec{r}, \vec{r}') \hat{\Psi}_{\sigma'}(\vec{r}') \hat{\Psi}_\sigma(\vec{r}), \end{aligned} \quad (1.5)$$

где $\hat{H}_{\sigma\sigma'}(\vec{r})$ — одночастичный гамильтониан, а $V_{\sigma\sigma'}(\vec{r}, \vec{r}')$ — оператор двухчастичного взаимодействия. Предполагается, что последний не зависит от спиновых направлений и определяется только разностью координат:

$$V_{\sigma\sigma'}(\vec{r}, \vec{r}') = V_{eff}(\vec{r} - \vec{r}')$$

Для упрощения задачи можно ограничиться двумя операторными переменными, а четырехчастичное взаимодействие усреднить методом самосогласованного поля. При этом предполагается, что на низких температурах двухчастичное взаимодействие может быть аппроксимировано усредненным полем $\Delta(r)$, обусловленным взаимодействием электронов с противоположными спинами:

$$\Delta(r) = -V_{eff}(\vec{r}) < \hat{\Psi}_{\uparrow} \hat{\Psi}_{\downarrow} > = +V_{eff}(\vec{r}) < \hat{\Psi}_{\downarrow} \hat{\Psi}_{\uparrow} >. \quad (1.6)$$

После такой подстановки гамильтониан принимает вид:

$$\begin{aligned} \hat{H} = \sum_{\sigma\sigma'} \int_V d^3r \hat{\Psi}_{\sigma}^{\dagger}(\vec{r}) \hat{H}_{\sigma\sigma'}(\vec{r}) \hat{\Psi}_{\sigma'}(\vec{r}) + \\ + \int_V d^3r \{ \Delta(r) \hat{\Psi}_{\uparrow}^{\dagger}(\vec{r}) \hat{\Psi}_{\downarrow}^{\dagger}(\vec{r}) + \Delta^*(r) \hat{\Psi}_{\downarrow}(\vec{r}) \hat{\Psi}_{\uparrow}(\vec{r}) \} \end{aligned} \quad (1.7)$$

Очевидно, что данный гамильтониан не является диагональным относительно операторов рождения и уничтожения. Диагонализация осуществляется аналогично (1.4), а именно, с помощью преобразования:

$$\hat{\Psi}_{\uparrow}(\vec{r}) = \sum_k \{ u_k(\vec{r}) \hat{a}_{k\uparrow} - v_k^*(\vec{r}) \hat{a}_{k\downarrow}^{\dagger} \}, \quad (1.8)$$

$$\hat{\Psi}_{\downarrow}(\vec{r}) = \sum_k \{ u_k(\vec{r}) \hat{a}_{k\downarrow} + v_k^*(\vec{r}) \hat{a}_{-k\uparrow}^{\dagger} \} \quad (1.9)$$

Здесь функции $u_k(\vec{r})$ и $v_k(\vec{r})$ определяют амплитуды вероятности обнаружения электроноподобного и дырочноподобного возбуждений в точке $\vec{r}$. В результате диагонализации получаются уравнения Боголюбова-де Жена для $u_k(\vec{r})$ и $v_k(\vec{r})$ [20; 21]:

$$\varepsilon_k \begin{pmatrix} u_k(\vec{r}) \\ v_k(\vec{r}) \end{pmatrix} = \hat{\Omega}_{BdG} \begin{pmatrix} u_k(\vec{r}) \\ v_k(\vec{r}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{H}_{\sigma\sigma'}(\vec{r}) & \Delta(r) \\ \Delta^*(r) & \hat{H}_{\sigma\sigma'}^*(\vec{r}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_k(\vec{r}) \\ v_k(\vec{r}) \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

Это уравнение является ключевым для низкотемпературной теории сверхпроводимости. Оно представляет собой уравнение на собственные значения энергии ε_k и собственные функции спинорного вида $\begin{pmatrix} u_k(\vec{r}) \\ v_k(\vec{r}) \end{pmatrix}$ для оператора Боголюбова-де Жена $\hat{\Omega}_{BdG}$. При этом для собственных функций выполняются условия ортогональности:

$$\begin{aligned} \sum_n u_n(\vec{r}) u_n^*(\vec{r}') &= \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \\ \sum_n v_n(\vec{r}) u_n^*(\vec{r}') &= 0. \end{aligned} \quad (1.11)$$

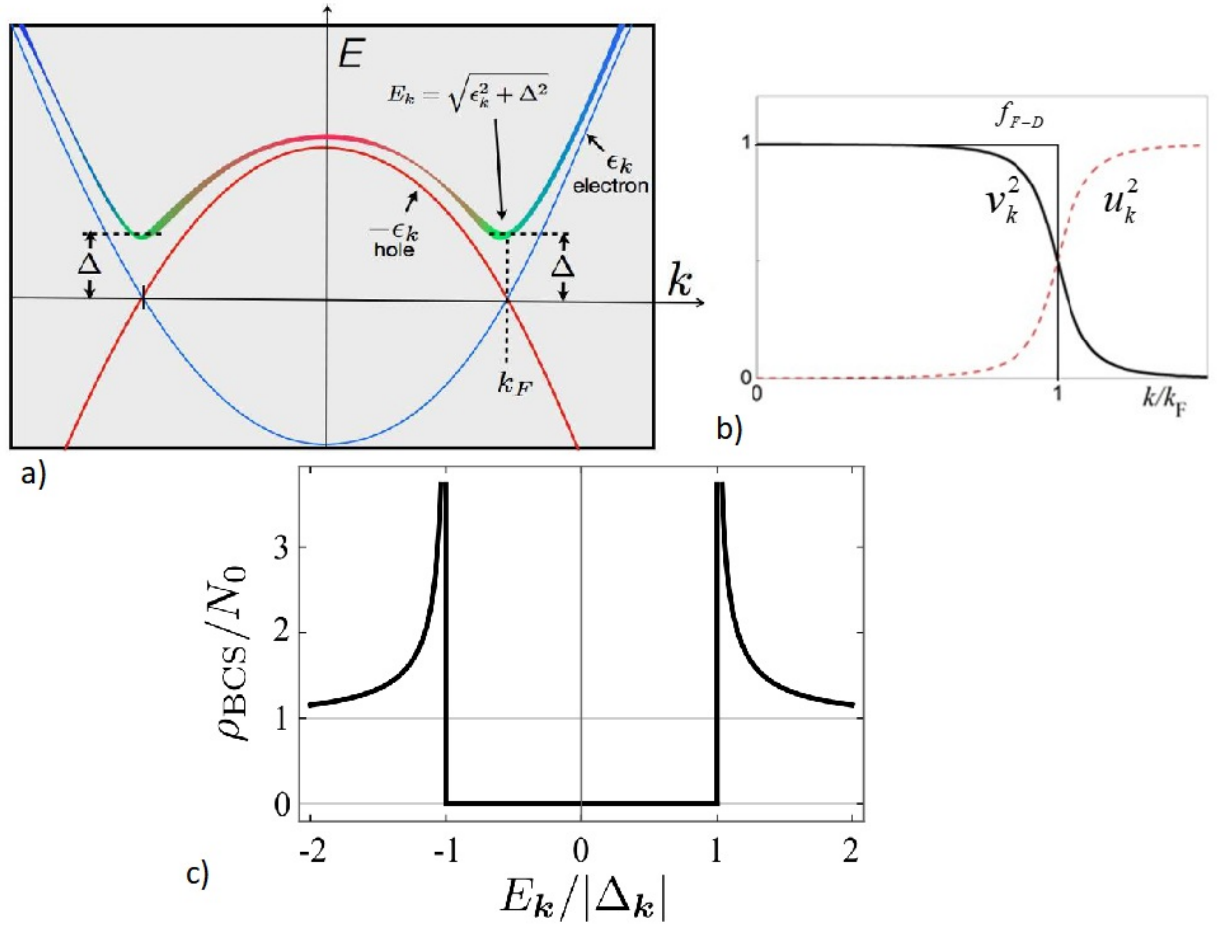


Рис. 1.1: Панель а) — закон дисперсии электронов (синяя кривая), дырок (красная кривая) и квазичастиц в сверхпроводнике (полицветная кривая). Панель б) — функция распределения электронов при $T=0$ в нормальном металле (f_{F-D}), электронов (v_k^2) и дырок (u_k^2) в сверхпроводнике. Панель с) — плотность состояний в сверхпроводнике на уровне Ферми.

В случае пространственно-однородного сверхпроводника решение уравнений Боголюбова-де Жена приводит к нескольким важным изменениям по сравнению с электронной задачей без учета электрон-фононного притяжения:

- 1) Закон дисперсии одночастичных возбуждений (рис. 1.1а) принимает вид:

$$\varepsilon_k = \sqrt{\frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \Delta^2}. \quad (1.12)$$

Вблизи энергии Ферми линейная зависимость исчезает, образуя энергетическую щель шириной 2Δ .

- 2) Изменяется распределение электронов и дырок в материале (панель б). При $T=0$ возможно существование дырок ниже и электронов выше энергии Ферми. Параметр порядка на единицу объема выражается следующим образом:

$$\Delta(\vec{r}) = V_{eff} \sum_k u_k(\vec{r}) v_k^*(\vec{r}) \tanh\left(\frac{\varepsilon}{2k_B T}\right). \quad (1.13)$$

3) Отсутствие боголюбовских квазичастиц в этом диапазоне также проявляется в виде щели в плотности состояний (панель с), которая в равновесном сверхпроводнике описывается выражением:

$$\rho(E) = Re \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}. \quad (1.14)$$

В рамках приближения самосогласованного поля ток в системе определяется выражением [22]:

$$\begin{aligned} \vec{j}(\vec{r}) = \frac{ie}{2m} \sum_{\sigma} \langle \nabla \hat{\Psi}_{\sigma}^{\dagger}(\vec{r}) \hat{\Psi}_{\sigma}(\vec{r}) - \hat{\Psi}_{\sigma}^{\dagger}(\vec{r}) \nabla \hat{\Psi}_{\sigma}(\vec{r}) \rangle - \\ - \frac{e^2}{m} \vec{A}(\vec{r}) \sum_{\sigma} \langle \hat{\Psi}_{\sigma}^{\dagger}(\vec{r}) \hat{\Psi}_{\sigma}(\vec{r}) \rangle. \end{aligned} \quad (1.15)$$

где $\vec{A}(\vec{r})$ — векторный потенциал.

После усреднения $\langle \dots \rangle$ в рамках формализма Боголюбова-де Жена формула (1.15) может быть переписана в виде:

$$\begin{aligned} \vec{j}(\vec{r}) = \frac{ie}{m} \sum_k \{ (u_k \nabla u_k^* - u_k^* \nabla u_k + 2ie\vec{A}|u_k|^2) f\left(\frac{\varepsilon_k}{k_B T}\right) + \\ + (v_k^* \nabla v_k - v_k \nabla v_k^* + 2ie\vec{A}|v_k|^2) f\left(\frac{-\varepsilon_k}{k_B T}\right) \}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

1.1.2 Функции Грина

Уравнения Боголюбова – де Жена применимы для описания чистых материалов или систем малых размеров. Однако для описания неоднородных структур и границ между материалами использование этих уравнений становится технически сложным.

Для описания реальных неоднородных мезоскопических систем удобно использовать методы квантовой термодинамики. Вводятся нормальная и аномальная функции Грина:

$$G(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau_1, \tau_2) = -\langle T \Psi_{\uparrow}(\vec{r}_1) \Psi_{\uparrow}^{\dagger}(\vec{r}_2) \rangle, \quad (1.17)$$

$$F(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau_1, \tau_2) = \langle T \Psi_{\downarrow}^{\dagger}(\vec{r}_1) \Psi_{\uparrow}(\vec{r}_2) \rangle. \quad (1.18)$$

Здесь T обозначает хронологическое упорядочивание, а $\langle \dots \rangle$ — термодинамическое усреднение:

$$\langle \dots \rangle = \frac{Tr[...e_0^{-\beta \hat{H}} T \exp\{-\int_0^{\tau} \hat{H}_{int}(\tau) d\tau\}]}{Tr[-e^{-\beta \hat{H}_0} T \exp\{\int_0^{\tau} \hat{H}_{int}(\tau) d\tau\}]}, \quad (1.19)$$

где β — обратная температура, $\hat{H}_0$ и $\hat{H}_{int}$ — свободный гамильтониан и гамильтониан взаимодействия соответственно.

Нормальная функция Грина описывает корреляции электронов с одинаковым спином (плотность нормальных электронов), а аномальная — корреляции электронов с противоположными спинами.

В равновесных системах используется представление Мацубары. Термодинамические функции зависят от разности мнимых времен $\tau = \tau_1 - \tau_2$. Вместо реальных энергий вводятся мнимые энергии (мацубаровские частоты) $\omega = \pi T(2n+1)$. Термодинамическое интегрирование заменяется на суммирование по ω :

$$G(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = T \sum_{\omega} e^{-i\omega\tau} G_{\omega}(\vec{r}_1, \vec{r}_2), \quad (1.20)$$

$$F(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = T \sum_{\omega} e^{-i\omega\tau} F_{\omega}(\vec{r}_1, \vec{r}_2), \quad (1.21)$$

Из уравнений (1.10) можно получить уравнения Горькова для коэффициентов $G_{\omega}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$, $F_{\omega}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ в представлении Мацубары:

$$\begin{aligned} (i\omega - \hat{H}_{\sigma\sigma'})G_{\omega}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + \Delta(\vec{r}_1)F_{\omega}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \\ (i\omega + \hat{H}_{\sigma\sigma'}^*)F_{\omega}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + \Delta^*(\vec{r}_1)G_{\omega}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= 0 \end{aligned} \quad (1.22)$$

Матричная запись данных уравнений называется уравнениями Горькова в представлении Намбу (1.22) и принимает вид:

$$\left(i\omega\tau_3 + \frac{\hbar^2}{2m}\nabla_{\vec{r}_1}^2 + \mu + U(\vec{r}_1) + \hat{\Delta}(\vec{r}_1) \right) \hat{G}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (1.23)$$

Гриновские функции в матричной форме будут:

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} G & F \\ F^{\dagger} & -G \end{pmatrix}, \quad \hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ -\Delta^* & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.24)$$

В уравнении (1.23) $U(\vec{r}_1)$ — электрический потенциал. Рассеяние на немагнитных примесях учитывается добавлением слагаемого:

$$\hat{P} = \frac{1}{2\pi\tau N(0)} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1.25)$$

где τ — время рассеяния, $N(0)$ — плотность состояний на уровне Ферми.

Параметр порядка из уравнения (1.6) в новом представлении определяется как:

$$\Delta(\vec{r}) = -\frac{\lambda}{2}T \sum_{\omega} Tr(\tau_1 + i\tau_2) \hat{G}(\vec{r}, \vec{r}), \quad (1.26)$$

где λ — константа электрон-фононного взаимодействия.

Ток в системе выражается как:

$$\begin{aligned} \vec{j}(\vec{r}_1) &= i\frac{eT}{m} \sum_{\omega} \lim_{\vec{r}_1 \rightarrow \vec{r}_2} (\nabla_{\vec{r}_1} - \nabla_{\vec{r}_2}) Tr\{\tau_3 \hat{G}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)\} - \\ &\quad - \frac{e^2}{m} \vec{A}(\vec{r}_1) T \sum_{\omega} Tr\{\tau_3 \hat{G}(\vec{r}_1, \vec{r}_1)\} \end{aligned} \quad (1.27)$$

1.1.3 Квазиклассическое приближение

Термодинамические функции $G_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2), F_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ содержат избыточную информацию о быстрых фазовых осцилляциях на межатомных расстояниях. Для упрощения используется квазиклассическое приближение, которое заключается в переходе к координате центра масс $\vec{R} = (\vec{r}_1 + \vec{r}_2)/2$ и разностной координате $\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2$. Предполагается, что градиент по $\vec{R}$ меняется медленно на длине когерентности ξ , т.е. $\nabla_{\vec{R}} \approx \frac{1}{\xi}$. В исходном уравнении (1.22) из гамильтониана исключаются величины порядка $\frac{T_C}{E_F} \sim \frac{\lambda_F}{\xi} \ll 1$. Гриневские функции интегрируются по разностной координате и энергии возбуждения $\zeta = \frac{p^2}{2m} - E_F$ вблизи уровня Ферми, где $p \simeq p_F$. Вводятся функции Эйленбергера:

$$F_p = \frac{1}{(2\pi)^3} \int F_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \exp\{i\vec{p}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)\} d(\vec{r}_1 - \vec{r}_2),$$

$$G_p = \frac{1}{(2\pi)^3} \int G_\omega(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \exp\{i\vec{p}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)\} d(\vec{r}_1 - \vec{r}_2),$$

$$f(\vec{R}, \vec{n}) = \frac{i}{\pi} \int F_p d\zeta,$$

$$g(\vec{R}, \vec{n}) = \frac{i}{\pi} \int G_p d\zeta$$

где $\vec{n}$ — вектор нормали импульса на поверхности Ферми.

После преобразований получается уравнение Эйленбергера:

$$\vec{v}_F \nabla_{\vec{R}} \hat{g} + [\omega \tau_3 + \hat{\Delta} - \frac{1}{\tau} \langle \hat{g} \rangle, \hat{g}] = 0, \quad (1.28)$$

где $\vec{v}$ — скорость на поверхности Ферми, τ_3 — третья матрица Паули, τ — время свободного пробега. Квазичастичные функции и параметр порядка представлены в матричной форме:

$$\hat{g} = \begin{pmatrix} g & f \\ f^* & -g \end{pmatrix}, \quad \hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ -\Delta^* & 0 \end{pmatrix}.$$

Изотропная функция получается усреднением по направлениям рассеяния:

$$\langle \hat{g} \rangle = \frac{1}{4\pi} \int \hat{g} d\vec{n}. \quad (1.29)$$

Параметр порядка выражается как:

$$\Delta \ln \frac{T}{T_c} - \pi T \sum_{\omega} \left(\frac{\Delta}{\omega} - \langle f \rangle \right) = 0. \quad (1.30)$$

Ток определяется формулой:

$$\vec{j}(\vec{r}) = 2eN(0)\pi T \sum_{\omega} \langle \vec{v}_F \text{Im}(g) \rangle. \quad (1.31)$$

1.1.4 Уравнения Узаделя

В случае изотропной функции в грязном пределе ($l_e \ll \xi$) можно вывести замкнутое уравнение, что существенно упрощает описание материалов. Для этого разложим исходную функцию Эйленберга на изотропную составляющую $\hat{G}(\vec{r}) \equiv \langle \hat{g} \rangle$ и анизотропную часть, не зависящую от направления распространения: $\hat{\Gamma}(\vec{r}, \vec{n})$:

$$\hat{g} = \hat{G}(\vec{r}) + \hat{\Gamma}(\vec{r}, \vec{n}) \quad (1.32)$$

при этом предполагаем, что изотропная составляющая значительно превышает анизотропную. Подставляя выражение (1.32) в уравнение Эйленберга, усредняя по углам и считая, что вклад рассеяния на примесях велик, получаем выражение для анизотропной части:

$$\hat{\Gamma}(\vec{r}, \vec{n}) = -2il_e \hat{G}(\vec{r}) \nabla \hat{G}(\vec{r}) \quad (1.33)$$

Подставляя (1.33) обратно в уравнение Эйленберга, получаем замкнутое уравнение для изотропной функции, известное как уравнение Узаделя[24]:

$$D \nabla \hat{G} \nabla \hat{G} - [\omega \tau_3, \hat{G}] + [\hat{\Delta}, \hat{G}] = 0, \quad (1.34)$$

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} G & F \\ F^* & -G \end{pmatrix}, \hat{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 & \Delta \\ -\Delta^* & 0 \end{pmatrix},$$

где $d = \frac{v_F l_e}{3}$ – коэффициент диффузии, а G и F – усредненные по углам функции Грина, описывающие плотность нормальных электронов и куперовских пар. В таком случае уравнение самосогласования принимает вид:

$$\Delta \ln \frac{T}{T_c} - \pi T \sum_{\omega} \left(\frac{\Delta}{\omega} - F \right) = 0. \quad (1.35)$$

А выражение для тока записывается как:

$$\vec{j}(\vec{r}) = -i\pi 2eN(0)DT \sum_{\omega} Tr \left(\tau_3 \hat{G}(\vec{r}) \nabla \hat{G}(\vec{r}) \right). \quad (1.36)$$

Для оценки применимости приближений «чистого» и «грязного» режимов можно отметить, что длина свободного пробега электронов в меди составляет около 15 нм. В самых продвинутых экспериментах размеры создаваемых структур достигают 10 нм, а в массовом производстве они обычно не менее 100 нм. Это означает, что в таких технологиях условия грязного предела выполняются автоматически.

1.2 Эффект Джозефсона

Рассмотрим ситуацию, когда к симметричной гетероструктуре, состоящей из сверхпроводника, изолятора и снова сверхпроводника, приложено постоянное напряжение V .

В этом случае разность химических потенциалов между сверхпроводниками составляет $2eV$, и можно выбрать нулевой энергетический уровень таким образом, чтобы энергия основного состояния в правом сверхпроводнике была $E_r = -eV$, а в левом — $E_L = +eV$.

Определим векторы основных состояний бозе-конденсатов для левого и правого сверхпроводников как $\psi_{1,2} = \sqrt{\rho_{1,2}}e^{i\phi_{1,2}}$, где $|\psi_{1,2}|^2 = \rho_{1,2}$. Будем считать, что вся система в целом описывается вектором $|\psi\rangle = C_1|\psi_R\rangle + C_2|\psi_L\rangle$. Пусть матричный элемент, который определяет вероятность перехода между уровнями, равен K . Тогда динамику системы можно записать, исходя из уравнения Шредингера [23]:

$$i\hbar \frac{dC_{1,2}(t)}{dt} = \pm eVC_{1,2} + KC_{2,1} \quad (1.37)$$

Для удобства примем, что амплитуды $C_{1,2}$ волновых функций бозе-конденсатов куперовских пар в состояниях 1 и 2 нормированы одинаково: $|C_1|^2 = |C_2|^2 = n_s$. Величина n_s здесь определяет концентрацию носителей заряда. Тогда можно записать:

$$C_{1,2}(t) = \sqrt{n_s} \exp\{i\chi_{L,R}\}. \quad (1.38)$$

Подставляя эти выражения в основное уравнение и разделяя мнимую и действительную части, получаем:

$$\frac{dn_s}{dt} = \frac{2Kn_s}{\hbar} \sin \phi, \quad \frac{d\chi_{L,R}}{dt} = -\frac{K}{\hbar} \cos \phi \mp eV. \quad (1.39)$$

Первое уравнение описывает связь между изменением концентрации носителей заряда в одном из сверхпроводников (то есть джозефсоновским током) и микроскопическим параметром системы — разностью фаз $\phi = \chi_L - \chi_R$ между левым и правым сверхпроводящими конденсатами. Это соотношение называется первым законом Джозефсона. Второе уравнение из системы (1.39) выражает зависимость между приложенным напряжением и скоростью изменения разности фаз, что соответствует второму закону Джозефсона.

Если энергия связи значительно меньше прикладываемого напряжения, то есть $K \ll eV$, то можно записать:

$$I_S = I_C \sin \phi, \quad (1.40)$$

$$\hbar \frac{d\phi}{dt} = 2eV. \quad (1.41)$$

Выражение (51), называемое стационарным законом Джозефсона[25], показывает, что максимальная амплитуда сверхпроводящего тока определяется разностью фаз потенциалов спаривания на границах сверхпроводника. Это значит, что измеряемая макроскопическая величина напрямую связана с фазой внутреннего микроскопического

параметра системы через ток-фазовое соотношение (ТФЗ) $I_S(\phi)$. Следовательно, наблюдается макроскопический квантовый эффект.

Уравнение (52), связывающее скорость изменения разности фаз с приложенным напряжением на переходе, называется нестационарным законом Джозефсона[26].

При анализе андреевского переноса в SNS-контакте (см. рис. 1.2 б), аналогично рассмотрению в разделе (2.1.2), можно получить оценку критического тока[27]:

$$I_c \approx \frac{e\Delta^2}{2\hbar} \quad (1.42)$$

В данной работе, в разделе 4, джозефсоновский ток был рассчитан в более общем случае — в диффузном приближении с применением формализма функций Грина (см. формулу 1.36).

1.3 Контакт сверхпроводника с нормальным металлом

Теперь разберем механизм, за счет которого сверхпроводящий и несверхпроводящие материалы будут влиять друг на друга при непосредственном контакте между ними.

1.3.1 Андреевское отражение

Перенос тока в SN-структурах происходит благодаря явлению, известному как Андреевское отражение [27]. Этот процесс лежит в основе объяснения эффектов близости (раздел 1.3.2) и эффекта Джозефсона (раздел 1.2).

Рассмотрим SN-контакт, состоящий из нормального металла (N) с одной стороны и сверхпроводника (S) с другой. Как известно из предыдущих разделов, в сверхпроводнике существует энергетическая щель шириной $2|\Delta|$ (в дальнейшем предполагается постоянной) вблизи энергии Ферми. Эта щель исключает возможность существования одночастичных состояний внутри запрещенной зоны. Возникает вопрос: что происходит на границе NS с частицами, падающими из N-области, которые не могут проникнуть в сверхпроводник при энергиях, лежащих внутри щели? Микроскопический механизм, предложенный Андреевым в 1964 году, известный как андреевское отражение, заключается в том, что падающий электрон отражается от границы как дырка, движущаяся в противоположном направлении. Это позволяет куперовской паре проникнуть в сверхпроводник на уровне энергии Ферми. Данный процесс отличается от обычного отражения, при котором частица отражается как та же самая частица с сохранением энергии (упругое отражение). Андреевский механизм иллюстрируется на рис. 1.2.

Пусть электрон с энергией E из нормального металла падает на границу со сверхпроводником, двигаясь вдоль оси Ox . В рамках системы уравнений Боголюбова – де

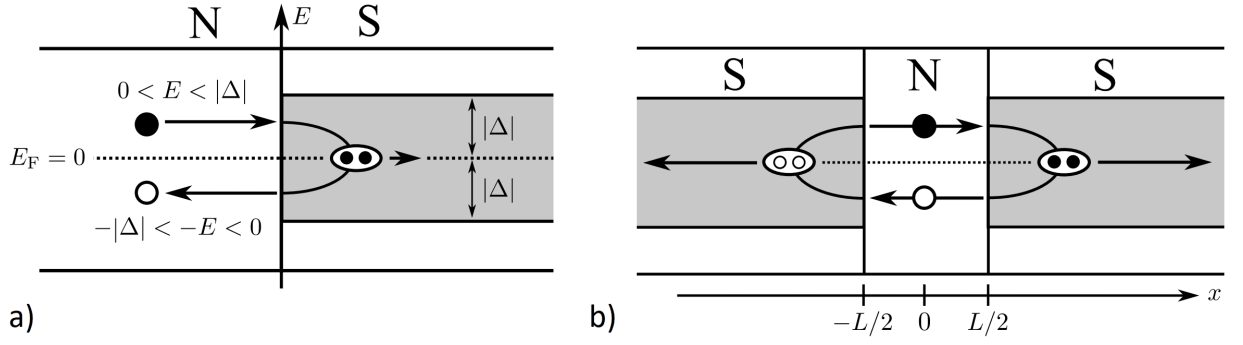


Рис. 1.2: Андреевское отражение. А) энергетическая диаграмма процесса на границе SN-слоя. Б) перенос заряда через электронно-дырочные состояния в SNS-контакте.

Жена с оператором Гамильтона и параметром порядка сверхпроводника:

$$\hat{\Omega}_{BdG}(x) = \begin{pmatrix} \hat{H}(x) & \Delta(x) \\ \Delta^*(x) & \hat{H}(x) \end{pmatrix} \quad (1.43)$$

$$\hat{H}(x) = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 - E_F + \hbar v_F Z \delta(x) \quad (1.44)$$

$$\Delta(x) = |\Delta| \Theta(x) \quad (1.45)$$

где Z — параметр барьерного отражения. Собственные функции оператора Боголюбова — де Жена $\hat{\Omega}_{BdG}$ рассматриваются в «электрон-дырочном» базисе $\Psi^\dagger = (\psi_e^\dagger, \psi_h^\dagger)$. Решая уравнение $\hat{\Omega}_{BdG}\Psi = E\Psi$, можно получить выражения для состояний электрона (дырки) в областях нормального металла и сверхпроводника:

$$\psi_{N,e}^\pm = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{\pm i q_e x}, \quad \psi_{N,h}^\pm = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{\pm i q_h x}, \quad (1.46)$$

$$\psi_{S,e}^\pm = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} e^{\pm i k_e x}, \quad \psi_{S,h}^\pm = \begin{pmatrix} v \\ u \end{pmatrix} e^{\pm i k_h x}. \quad (1.47)$$

Здесь знак $\pm$ указывает направление движения частицы. Квазиимпульсы $q_{e,h} = k_F \sqrt{1 \pm E/E_F}$ в N-области и $k_{e,h} = k_F \sqrt{1 \pm \sqrt{E^2 - \Delta^2}/E_F}$ в S-области. Амплитуды боголюбовских квазичастиц в сверхпроводнике имеют вид:

$$u^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}{E} \right), \quad v^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}{E} \right) \quad (1.48)$$

Нас интересует рассеяние электрона, падающего из нормальной области с энергией Ферми $E_N = \hbar^2 k^2 / 2m - E_F$, в квазичастицу в сверхпроводнике с энергией $E_S = \sqrt{E_F^2 + \Delta^2} = E_N$. Предполагается, что входящие частицы порождают только исходящие частицы на границе раздела. Тогда волновая функция слева от границы будет представлять собой падающий электрон и отраженную дырку или электрон:

$$\Psi(x) = \frac{1}{\sqrt{v_N}} (\psi_{N,e}^+ + (r_e \psi_{N,e}^- + r_h \psi_{N,h}^+)). \quad (1.49)$$

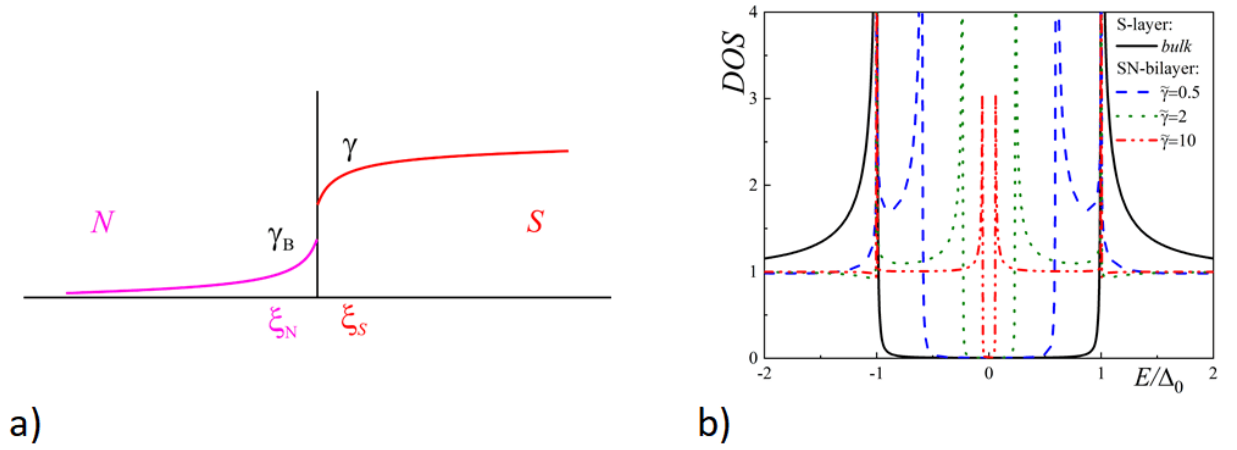


Рис. 1.3: Эффект близости. А) Проникновение функций Грина из сверхпроводника в нормальный металл. Б) Зависимость плотности состояний в SN-контакте от прозрачности границы.

Справа от границы имеем:

$$\Psi(x) = \frac{1}{\sqrt{v_S}} (t_e \psi_{S,e}^+ + t_h \psi_{S,h}^-). \quad (1.50)$$

Здесь амплитуды отражения и прохождения удовлетворяют соотношению $|r_e|^2 + |t_e|^2 + |r_h|^2 + |t_h|^2 = 1$. Скорости частиц в N- и S-областях равны: $v_N = \partial E_N / \partial q \approx v_F$, $v_S = \partial E_S / \partial k \approx (u^2 - v^2) v_F$. Сшивая волновые функции (24-25) и их производные на границе, можно найти выражения для коэффициентов прохождения и отражения. При этом, если энергия электрона $0 < |E| < |\Delta|$, квазиимпульс $k_{e,h}$ приобретает мнимую часть. При $x \rightarrow \infty$ коэффициенты прохождения $T_{e,h} \rightarrow 0$, что означает отсутствие одночастичных возбуждений в S-области. Это можно интерпретировать следующим образом: электрон из нормальной области проникает в сверхпроводник, образуя куперовскую пару, а в обратном направлении распространяется дырка. Вероятность существования одночастичного возбуждения экспоненциально падает на расстоянии порядка длины когерентности $\xi \approx \hbar v_F / \Delta$.

Таким образом, эффект андреевского отражения проявляется во взаимном влиянии материалов вблизи границы: в N-области изменяется концентрация электронов (дырок), а в S-области увеличивается концентрация боголюбовских квазичастиц.

1.3.2 Эффект близости

Теоретико-полевоое описание эффекта близости (например, через уравнение Узаде-ля) при произвольных температурах долгое время оставалось затруднительным из-за отсутствия соответствующих граничных условий для квазиклассических уравнений сверхпроводимости. Граничные условия Зайцева были сложными и неудобными для практических вычислений[28]. Для получения необходимых граничных условий в гряз-

ном пределе требуется решить уравнения Эйленбергера вблизи границы (на расстояниях порядка длины свободного пробега электронов), затем связать это решение с уравнением Узаделя внутри материала и наложить условие непрерывности тока через границу. В результате были получены граничные условия Куприянова-Лукичева[29]:

$$p_{F_1}^2 l_{e_1} \hat{G}_1 \frac{d}{dx} \hat{G}_1 = p_{F_2}^2 l_{e_2} \hat{G}_2 \frac{d}{dx} \hat{G}_2, \quad (1.51)$$

$$\gamma_B \xi_1 \hat{G}_1 \frac{d}{dx} \hat{G}_1 = [\hat{G}_1, \hat{G}_2]. \quad (1.52)$$

где $\gamma_B = \frac{RA}{\xi\rho}$ – безразмерный параметр, описывающий прозрачность границы, R – ее сопротивление, а A – площадь. Эти условия строго справедливы для границ с низкой прозрачностью или полностью прозрачных, но на практике их применяют для описания переноса заряда в многослойных структурах с большим числом границ.

Соседство нормального металла с высокой удельной проводимостью и сверхпроводника, который в нормальном состоянии обычно имеет высокое удельное сопротивление, приводит к увеличению параметра подавления $\gamma = \frac{\xi_S \rho_S}{\xi_N \rho_N}$, где ρ_S, ρ_N и ξ_S, ξ_N – удельные сопротивления и когерентные длины сверхпроводящего и нормального материалов соответственно. Этот параметр характеризует соотношение между числом нормальных электронов, диффундирующих из N в S-материал, и количеством коррелированных электронов, способных проникнуть в обратном направлении за тот же промежуток времени.

1.4 Контакт сверхпроводника с ферромагнетиком

В работе ключевую роль имеет влияние несверхпроводящих материалов на сверхпроводники в гетероструктурах. По средствам эффекта близости через границу между слоями передаются свойства электронных коллективов каждого из материалов. В данной работе исследовалось взаимное влияние на сверхпроводимость ферромагнитных слоев и материалов со спин-орбитальным взаимодействием (COB).

1.4.1 Металлические ферромагнетики

Ферромагнетики - вещества, обладающие ненулевой намагниченностью в отсутствии внешнего магнитного поля. Наиболее распространенные ферромагнетики представляют из себя переходные металлы (Fe, Co, Ni и тд.) с полностью заполненной d-орбиталью для главного спина и с частично заполненной - для второстепенного спина (рис.1.4 [30]). Неспаренная по спинам электронная плотность создает в образце ненулевую намагниченность. Причина, по которой реализуется максимально возможный спин электронов в атомной подболочке, обосновывается правилами Хунда. Помимо d-электронов, в материале вблизи поверхности Ферми есть также и s-электроны. Если d-орбитали локализованы, то s-орбитали сильно делокализованы [31]. Их взаимодействие описывается s-d

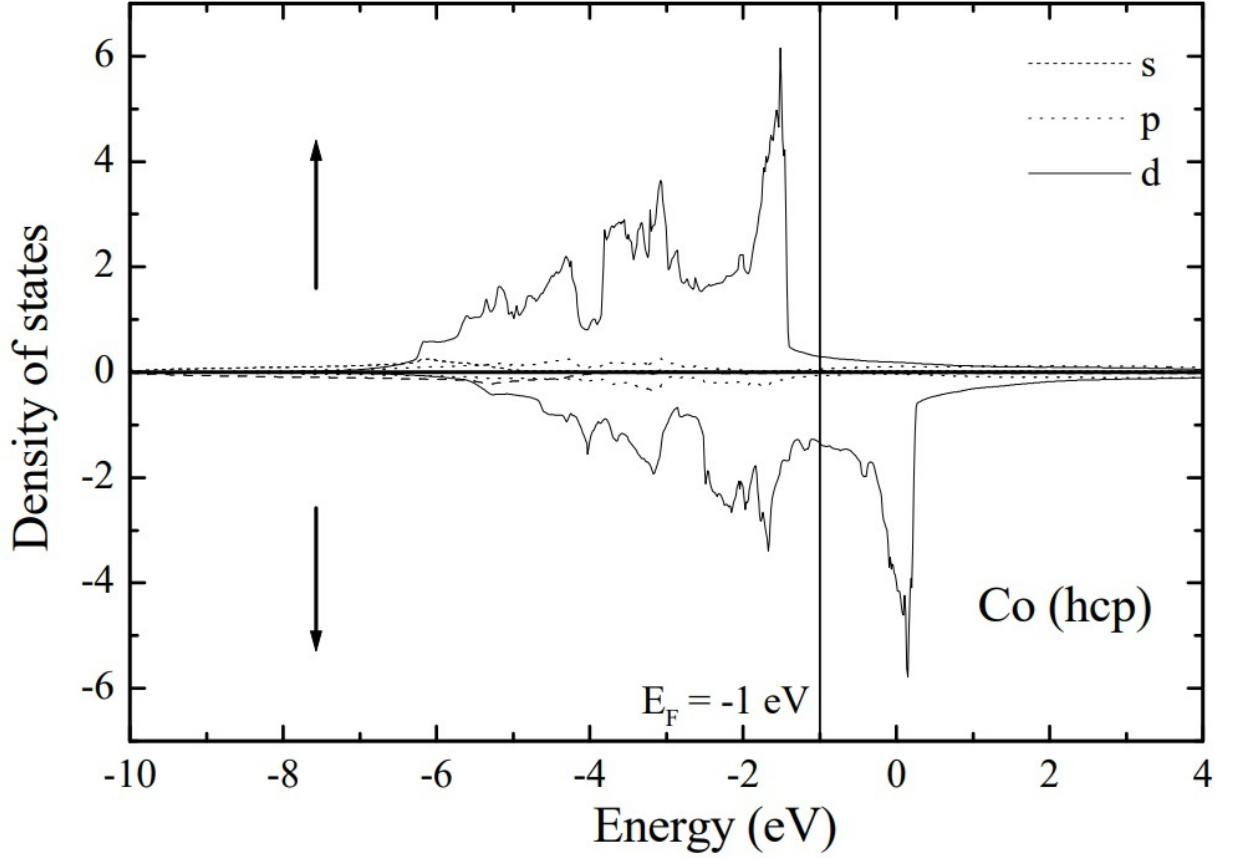


Рис. 1.4: Спин-поляризованная плотность состояний (LDOS) для Co [30]. Верхняя проекция соответствует направлению главного спина, нижняя - второстепенному спину. Разными линиями показаны плотности состояний электронов на s-, p-, d-орбиталях.

моделью[32]. Таким образом, за транспортные свойства в металлических ферромагнетиках ответственны именно s-электроны. На них со стороны d-электронов, которые можно представить как k -ые локализованные магнитные моменты, действует магнитное поле, влияние которого на каждый i -ый электрон описывается обменным взаимодействием:

$$\hat{V}_{ex}^i = - \sum_k J_{ik}(\vec{s}_i, \vec{S}_k), \quad (1.53)$$

где J_{ik} - обменный интеграл между i -м электроном проводимости и k -м магнитным ионом материала. Причем, форма взаимодействия (1.53) сохраняется и при описании магнитных сплавов [33]. При переходе к функциональному, пространственному описанию магнитные моменты $\vec{S}_k$ будут локализованы в узлах кристаллической решетки $\vec{r}_k$, и их взаимодействие с электронами проводимости можно представить гамильтонианом обменного взаимодействия[34]:

$$\hat{H}_{ex} = - \int d\vec{r} \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}) \left(\sum_k J(\vec{r} - \vec{r}_k) \vec{S}_k \vec{\sigma} \right) \hat{\Psi}(\vec{r}), \quad (1.54)$$

где $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ - вектор операторов Паули, J - обменный интеграл[31], а $\hat{\Psi}(\vec{r})$ - одноэлектронные операторы плотности. При усреднении всех локализованных спинов

$\langle \vec{S}_k \rangle$ с концентрацией n можно ввести понятие обменной энергии:

$$h = \langle \vec{S} \rangle n \int J(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (1.55)$$

Тогда гамильтониан обменного взаимодействия примет следующий вид:

$$\hat{H}_{ex} = - \int d\vec{r} \hat{\Psi}^\dagger(\vec{r}) \vec{h} \vec{\sigma} \hat{\Psi}(\vec{r}). \quad (1.56)$$

Таким образом, в ферромагнитных материалах взаимодействие между электронами и магнитными моментами можно трактовать как эффективное зеемановское поле, действующее на электроны проводимости. А обменное поле можно рассматривать как вектор, вдоль которого электроны с разными спинами смещаются по энергетическому спектру (рис 1.5 а) относительно уровня Ферми на величину $\pm h$. Ранее было показано [35], что сильные ферромагнетики, такие как железо, никель, кобальт и другие, разрушают сверхпроводимость, так как её энергетический масштаб составляет $\Delta \sim T_c$. В данной работе под ферромагнитными материалами подразумеваются материалы с умеренной обменной энергией порядка нескольких T_c вплоть до сотни T_c . К таким веществам относятся, например, разбавленные сплавы NiCu и FePd. При таких значениях обменного взаимодействия возможно сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости [36] за счет эффекта близости.

1.4.2 0- π -контакт

При контакте сверхпроводника с ферромагнетиком вследствие эффекта близости сверхпроводящие корреляции могут проникать вглубь F-слоя. Посредством зеемановского расщепления электроны, образующие куперовскую пару и проникающие в ферромагнетик, сдвигаются на поверхности Ферми на величину импульса $\pm \Delta p = h/v_F$ (рис.1.5 б). Вследствие этого куперовская пара приобретает ненулевой импульс центра масс $q = 2h/v_F$. Возможность такого вида спаривания была показана в работе [37] опираясь на ранее предложенную теорию LOFF-состоянию [38; 39]. Иными словами, сверхпроводящие корреляции приобретут осциллирующий множитель e^{2iqx} . Запишем решение уравнения Узаделя (1.34) в ферромагнетике. В матричном виде в уравнениях будет добавка $[(h, \vec{\sigma}), \hat{g}]$, связанная непосредственно с обменным полем (полный вывод в обзоре [40]).

$$D \nabla (\hat{g} \nabla \hat{g}) - [\omega \tau_3, \hat{g}] + i[\vec{h} \vec{\sigma}, \hat{g}] + [\hat{\Delta}, \hat{g}] = 0, \quad (1.57)$$

в линейном приближении (т.е. нормальная и аномальные компоненты соответственно $g \approx 1$, $f \ll 1$) и при условии, что в ферромагнетике сверхпроводящий порядок $\Delta \equiv 0$, можно получить уравнение для аномальной функции:

$$\frac{D}{2} \frac{d^2 f}{dx^2} - (\omega + ih) f = 0. \quad (1.58)$$

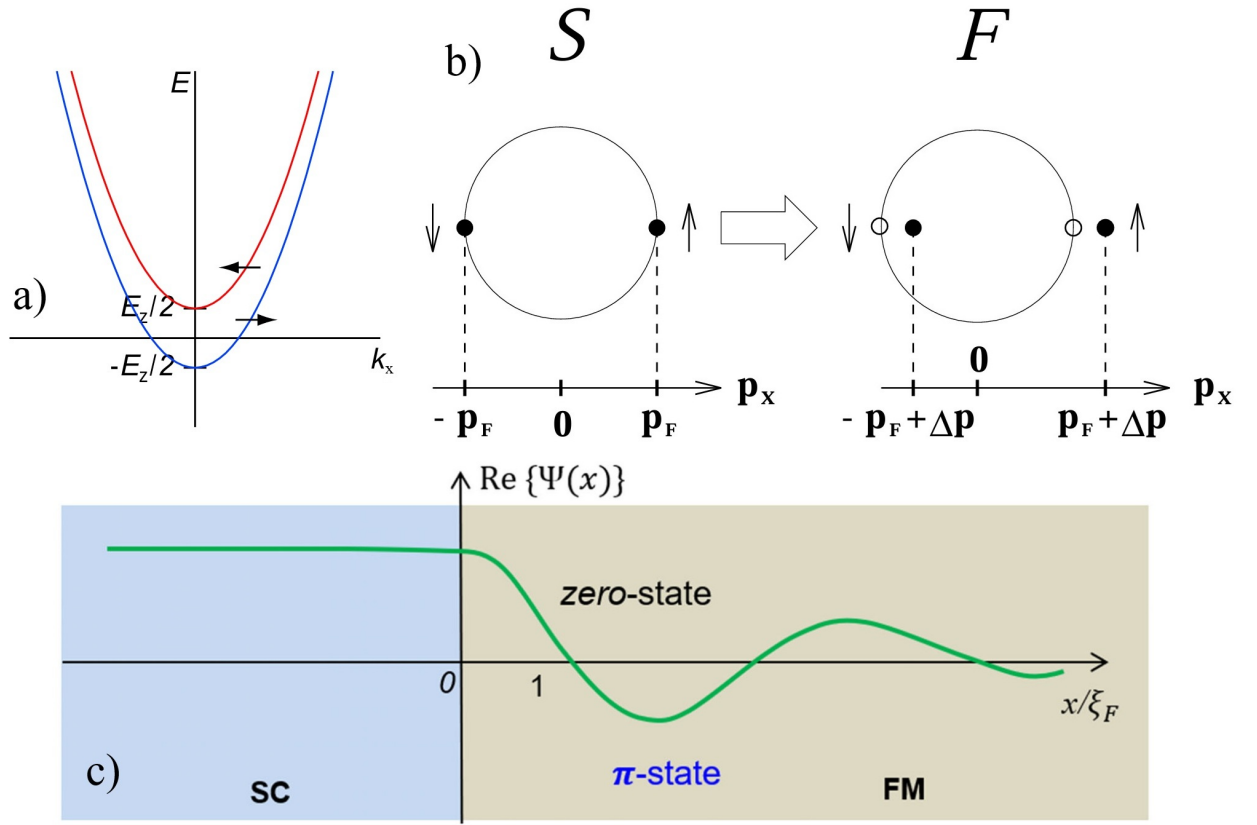


Рис. 1.5: а) Зеемановское расщепление нормальной, параболической дисперсии в ферромагнетике на величину обменной энергии E_z . б) Сверхпроводящее спаривание электронов на поверхности Ферми в сверхпроводнике (S) и ферромагнетике (F). в) Схематическое изображение затухающих осцилляций сверхпроводящих корреляций колебаний по мере распространения в ферромагнетике.

Отбрасывая растущее при $x \rightarrow \infty$ решение, получаем:

$$f(x) = f_0 \exp\left\{-\sqrt{\frac{\omega + i\hbar}{D}}x\right\} = f_0 \exp\left\{-\frac{x}{\xi_{F1}}\right\} \exp\left\{-i\frac{x}{\xi_{F2}}\right\}, \quad (1.59)$$

где f_0 - значение функции на SF-границе, а ξ_{F1} и ξ_{F2} - характерные длины затухания и осцилляций в ферромагнетике соответственно. Полагая $\omega = \pi T_C$, имеем [41]:

$$\xi_{F1,2} = \sqrt{\frac{D}{((\pi T_C)^2 + \hbar^2)^{1/2} \pm \pi T_C}} \quad (1.60)$$

В пределе больших обменных энергий ($\hbar \gg T_C$) переходят к так называемой магнитной длине когерентности:

$$\xi_F = \sqrt{\frac{D}{\hbar}} \quad (1.61)$$

Схематическое изображение такого поведения изображено на рис.1.5в. По нему можно понять, что в зависимости от толщины F-слоя могут существовать устойчивые состояния как с одинаковым, так и противоположным знаком. В таком случае говорят о наличии 0- и π -фазы соответственно.

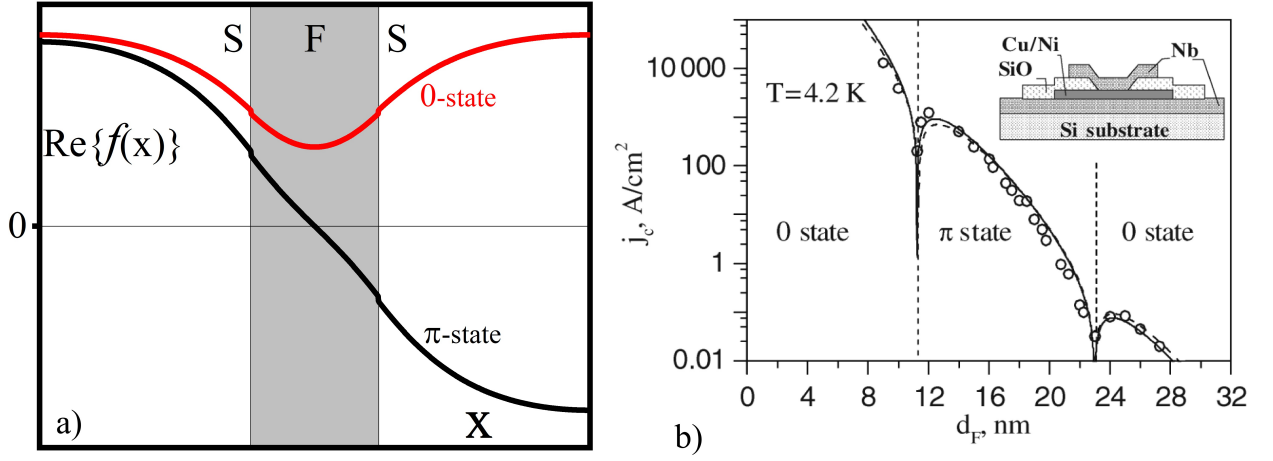


Рис. 1.6: а) Пространственное распределение аномальной f функции в SFS-структуре. б) Осцилляционное затухание критического тока j_c в структуре Nb-Cu_{0.47}Ni_{0.53}-Nb по мере увеличения толщины ферромагнитного сплава d_F [42].

Далее, если поместить между двумя сверхпроводниками ферромагнетик, то можно добиться 0- и π -состояний - т.е. ситуации, когда разность фаз φ сверхпроводящих корреляций в сверхпроводниках будет равняться 0 и π соответственно (рис. 1.6а). Данный эффект будет зависеть от того, каким образом искажаются функции в F-слое, т.е. только от ферромагнитных свойств, таких, как толщина ферромагнетика, температура системы, параметр границы и т.д. Изменяя эти параметры, можно наблюдать 0- π -переход в системе [42]. Так на рис. 1.6б) показана зависимость критического тока j_c SFS-структуры от толщины d_F ферромагнетика, где 0- π -переход сопровождается полным исчезновением сверхпроводящих свойств (т.е. $j_c \rightarrow 0$). Теоретическое основание для рассмотрения 0- π -перехода была заложена в работах [43–47]

Вследствие эффекта близости будет меняться и плотность состояний в ферромагнетике. Пусть ферромагнетик, расположенный в контакте со сверхпроводником, достаточно тонкий ($d_F \ll \xi_F \ll d_S$), $\xi_F = \sqrt{\frac{D}{2\pi T_C}}$. Тогда ДОС на уровне Ферми в F-слое будет выражаться формулой, аналогичной по форме выражению (1.14) [48]:

$$N(E)_{\uparrow,\downarrow} = \frac{N_0}{2} \text{Re} \frac{E_{\uparrow,\downarrow}}{\Omega_{\uparrow,\downarrow}}, \quad \Omega_{\uparrow,\downarrow} = \text{sgn}(E \mp h) \sqrt{E_{\uparrow,\downarrow}^2 - \Delta^2}, \quad E_{\uparrow,\downarrow} = E + \tilde{\gamma}(E \mp h) \sqrt{E^2 - \Delta^2}. \quad (1.62)$$

Знаки «-» и «+» соответствуют электронам со спинами, направленными вверх и вниз соответственно, а обозначает обменную энергию. Здесь фигурирует эффективный параметр прозрачности $\tilde{\gamma} = \gamma_B \frac{d_F}{\xi_F}$. Общая плотность состояний для ферромагнетика рассчитывается как сумма $N(E) = N(E)_{\uparrow} + N(E)_{\downarrow}$. На рис.1.7 показано, как в результате зеемановского расщепления при увеличении обменной энергии h характерные когерентные пики на ДОС начинают смещаться. При этом для электронов с противоположно направленными спинами пики смещаются в разные стороны относительно энергии Ферми. Когда $h = 1/\tilde{\gamma}$ пики, пришедшие с разных сторон от энергии Ферми, сходятся в нулевой

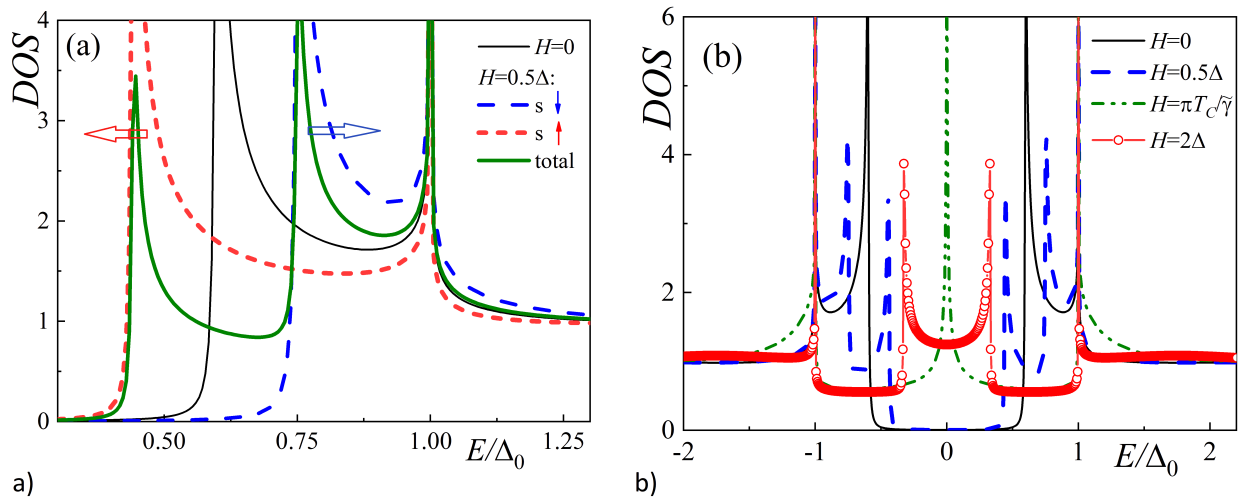


Рис. 1.7: Смещение основного состояния вследствие зеймановского расщепления: а) в зависимости от направления спина сверхпроводниковый пик сдвигается к уровню Ферми или от него; б) распределение плотности состояний при различных значениях обменной энергии.

точке, складываются и образуют высокий пик. Затем, при больших h они снова расходятся, формируя двойной пик в центральной области. При дальнейшем увеличении обменной энергии сверхпроводимость постепенно разрушается, и плотность состояний стремится к виду, характерному для изолированного ферромагнетика.

1.4.3 Триpletная сверхпроводимость

В S/F-структурах за счет эффекта близости может формироваться так называемая tripletная сверхпроводимость. Помимо традиционной, s -волновой сверхпроводимости, существует также вид сверхпроводимости, где орбитальный момент куперовской пары может отличаться от 0. Так в сверхпроводящих гетероструктурах с ферромагнетиками обычно рассматривается p -волновая tripletная сверхпроводимость. Она осуществляется за счет разрушения куперовской, синглетной, пары обменным полем и переворотом спина одного из электронов. Следовательно, у такой конфигурации возможны три проекции общего спинового момента пары на магнитную ось z квантования. Конденсатная сверхпроводящая функция, включающая явные спинные состояния, представима в виде:

$$f(\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} f_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{k}) & f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{k}) \\ f_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{k}) & f_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{k}) \end{pmatrix},$$

где стрелками указываются направления спинов электронов в куперовской паре. В связи с тем, что любую матрицу 2×2 можно разложить по матрицам Паули σ_i , $i = 0, \dots, 3$, то для удобства работы в спинном-Намбу пространстве обычно переходят к f_i ($i = 0, \dots, 3$)

функциям. Из уравнений получается следующее:

$$f(\mathbf{k}) = f_0(\mathbf{k})\sigma_0 + \sum_{i=1}^3 f_i(\mathbf{k})\sigma_i = \begin{pmatrix} -(f_1(\mathbf{k}) + if_2(\mathbf{k})) & f_0(\mathbf{k}) + f_3(\mathbf{k}) \\ -f_0(\mathbf{k}) + f_3(\mathbf{k}) & f_1(\mathbf{k}) - if_2(\mathbf{k}) \end{pmatrix}.$$

Тогда прямая и обратная связь триплетных f_i -функций с функциями, определяющую явную спиновую поляризацию пар, будет [49]:

$$f_0(\mathbf{k}) = \frac{f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{k}) - f_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{k})}{2}, \quad f_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{k}) = -(f_1(\mathbf{k}) + if_2(\mathbf{k})), \quad (1.63)$$

$$f_1(\mathbf{k}) = \frac{f_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{k}) + f_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{k})}{2}, \quad f_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{k}) = f_1(\mathbf{k}) - if_2(\mathbf{k}), \quad (1.64)$$

$$f_2(\mathbf{k}) = -i \frac{f_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{k}) - f_{\downarrow\downarrow}(\mathbf{k})}{2}, \quad f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{k}) = f_0(\mathbf{k}) + f_3(\mathbf{k}), \quad (1.65)$$

$$f_3(\mathbf{k}) = \frac{f_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{k}) + f_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{k})}{2}, \quad f_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{k}) = -f_0(\mathbf{k}) + f_3(\mathbf{k}). \quad (1.66)$$

Таким образом, физическая интерпретация состоит в том, что f_0 описывает синглетное спаривание, антисимметричное по спину; $f_{1,2}$ соответствуют спин-поляризованным состояниям с проекциями спина $S_z = \pm 1$ на ось z ; f_3 есть триплетное спаривание с $S_z = 0$. Зная f_i -триплетные функции, можно определить явную спиновую поляризацию куперовских пар. Удобство использования данных функций состоит в том, что вектор $\vec{d} = (f_1, f_2, f_3) = f_1\vec{e}_x + f_2\vec{e}_y + f_3\vec{e}_z$ по направлению будет совпадать с направлением вектора обменной энергии $\vec{h}$. Сверхпроводящие функции в ферромагнетике будут описываться уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{D}{2}\nabla^2 f_0 - \omega f_0 + i(\vec{d}, \vec{h}) &= 0, \\ \frac{D}{2}\nabla^2 \vec{d} - \omega \vec{d} + if_0 \vec{h} &= 0. \end{aligned} \quad (1.67)$$

Если предположить, что $\vec{h} \parallel \vec{z}$, то, решая (1.67) по образцу (1.58), можно получить следующую картину: синглетная f_0 и триплетная, параллельная вектору обменной энергии, f_3 функции будут спадать на длине $\xi_{\parallel} = \xi_F = \sqrt{D/\hbar}$, в то время, как функции $f_{1,2}$ будут затухать на много большей величине $\xi_{\perp} = \sqrt{D/T} \gg \xi_F$. В таком случае говорят о *коротком триплете* f_3 и *длинном триплете* $f_{1,2}$. Отметим, что длинный триплет формируется в структурах с неколлинеарной намагниченностью и/или со спин-орбитальным взаимодействием. На рис.1.8а показано схематическое представление затухания сверхпроводящих функций в ферромагнетике, на панели б - экспериментальное подтверждение длинного триплета. Здесь наблюдается разное затухание произведения $I_C R_N$ критического тока на нормальное сопротивление в зависимости от толщины ферромагнитного кобальта для (упрощенно) структуры только с одним ферромагнетиком (черные точки) и для структуры с неколлинеарной намагниченностью (красные точки).

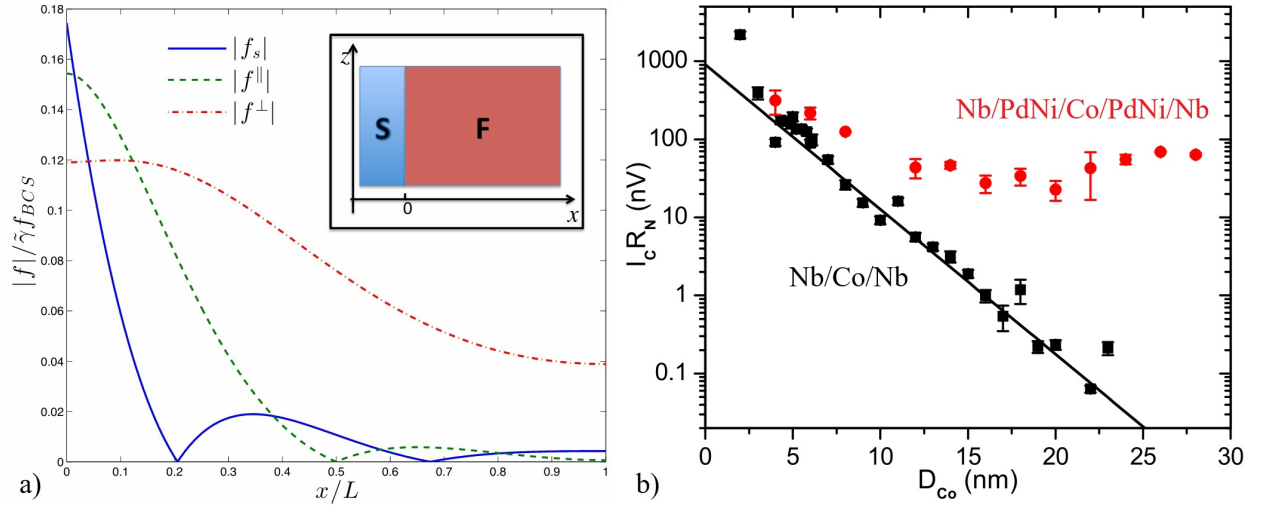


Рис. 1.8: а) Пространственная зависимость амплитуды всех компонент функции сверхпроводящего конденсата для геометрии, показанной на вставке. Здесь f_s - синглетная функция, $f_{||}$ - короткий триплет, $f_{\perp}$ - длинный триплет. б) Произведение критического тока на нормальное сопротивление в зависимости от толщины ферромагнетика (Co) в (упрощенно) джозефсоновском магнитном контакте с одним ферромагнетиком (черный) и с неколлинеарной магнитной структурой (красный), из работы [50].

1.4.4 Материалы со спин-орбитальным взаимодействием

Из уравнения Дирака следует, что существует дополнительное слагаемое, которое связывает поляризацию электрона, его импульс и пространственный градиент электрического потенциала [51]:

$$\hat{V}_{SO} = \frac{e\hbar}{4m^2c^2} (\vec{\sigma}[\nabla\Phi \times \vec{p}]). \quad (1.68)$$

Это слагаемое отвечает за проявление так называемого спин-орбитального взаимодействия (СОВ). В твердых телах его принято разделять на два типа: Рашбы[52] и Дрессельхауса[53]. Эти взаимодействия приводят к изменению дисперсионного закона в зависимости от направлений спина и импульса электронов (см. рис. 1.9) и устраняют вырождение, характерное для свободного электронного газа.

Спин-орбитальное взаимодействие типа Рашбы возникает при нарушении пространственной инверсии. Особенно сильно оно проявляется в двумерных электронных системах. В рамках данной работы предполагается, что этот эффект будет значительным в тонкой пленке, расположенной между двумя разными материалами.

Взаимодействие Дрессельхауса обусловлено отсутствием внутренней симметрии кристалла. Оно наблюдается в широком классе материалов, начиная от простых элементов, таких как Zn и Al[53], и заканчивая сложными сплавами, такими как InSb и EuS[54; 55].

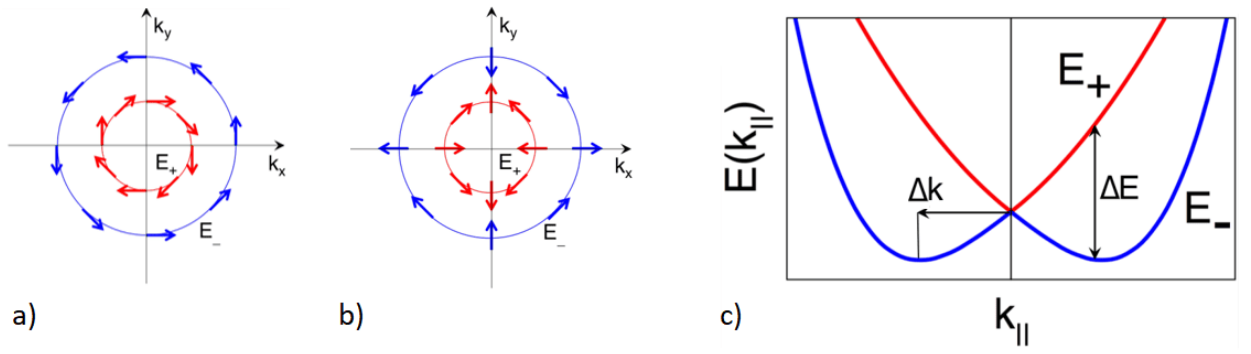


Рис. 1.9: Влияние спин-орбитального взаимодействия на дисперсионный закон свободных электронов. Панели а) и б) демонстрируют расщепление состояний в зависимости от направления спина при спин-орбитальном взаимодействии Рашбы и Дрессельхауса. Панель с) иллюстрирует изменение параболической формы дисперсионного закона для состояний с разными проекциями спина: вверх (красный) и вниз (синий).

В рамках формализма функций Грина на основе подхода Боголюбова-де Жена гамильтонианы для спин-орбитального взаимодействия Рашбы и Дрессельхауса записываются следующим образом:

$$\hat{H}_R = -\frac{\alpha}{m}[\vec{\sigma} \times \vec{k}]z, \quad \hat{H}_D = -\frac{\beta}{m}(\sigma_y k_y - \sigma_x k_x), \quad (1.69)$$

где α и β – параметры, характеризующие интенсивность спин-орбитального взаимодействия Рашбы и Дрессельхауса соответственно. Эти величины зависят как от геометрии системы, так и от физических свойств материала, и их определение на микроскопическом уровне представляет значительную сложность.

Объединяя операторы, приведенные выше, можно записать общий гамильтониан спин-орбитального взаимодействия Рашбы-Дрессельхауса[56]:

$$\hat{H}_{SO} = -\vec{k}\vec{A}/m, \quad (1.70)$$

где векторы импульса и спин-орбитального взаимодействия в декартовой системе координат задаются выражениями:

$$\vec{k} = (k_x, k_y, k_z), \quad \vec{A} = (\beta\sigma_x - \alpha\sigma_y, \alpha\sigma_x - \beta\sigma_y, 0). \quad (1.71)$$

1.5 Сверхпроводящие вентили

Сверхпроводящие спиновые вентили - устройства, меняющие свою характеристики, такие как сопротивление, критическую температуру и т.д., при изменении магнитной подсистемы (см рис.1.10).

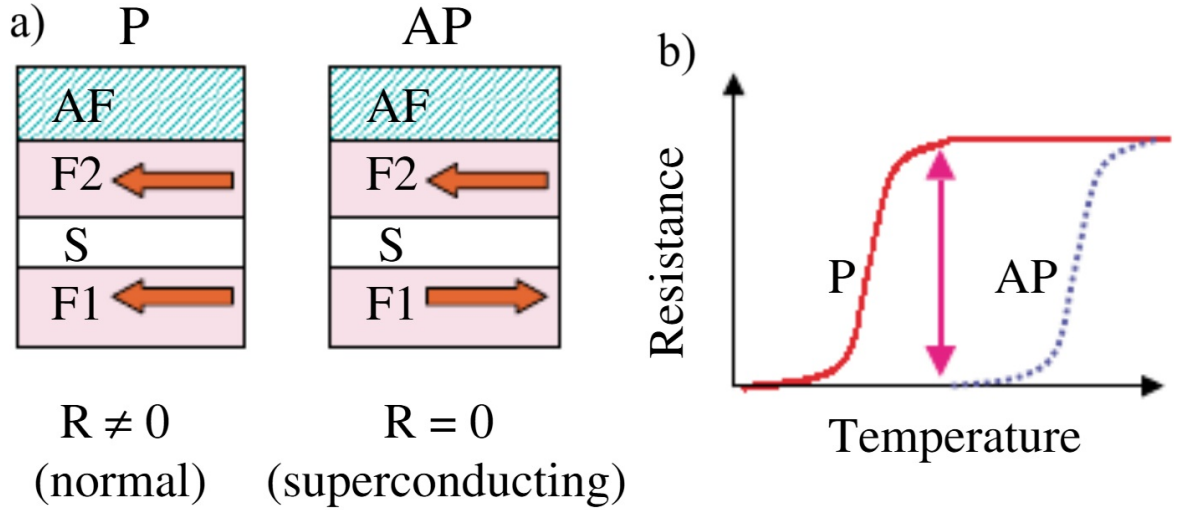


Рис. 1.10: Схематическое изображение (а) переключающего устройства F-S-F-AF (антиферромагнитный слой помогает дополнительной фиксации намагниченности прилегающего ферромагнетика); (б) зависимости сопротивления спин-вентильного устройства от температуры для П- и АП-состояний [57].

Идея управления сверхпроводимостью с помощью магнетизма была предложена еще де Женем [58] в FI/S/FI-структуре с тонкой сверхпроводящей S-пленкой ($d_S < \xi_S$), расположенной между двумя ферромагнитными изоляторами FI. Взаимодействие электронов сверхпроводящего слоя с намагниченными граничными атомами FI приводило к обменному расщеплению спиновых состояний сверхпроводника. Величина данного расщепления зависела от θ между магнитными моментами FI и определялась как $\vec{h} \sim \Gamma \cos \theta / 2$, где Γ - обменный интеграл в FI. Было показано, что при углах θ выше значения, определяемого выражением $\cos \theta / 2 = \Delta / \sqrt{2} h$, сверхпроводимость будет восстанавливаться, при меньших углах - исчезать. Таким образом, де Женем была предложена идея переключения структуры из нормального состояния в сверхпроводящее путем поворота намагниченности.

Важным шагом в развитии ССК было предположение о том, что сверхпроводимость может сохраняться в *ферромагнитных гетероструктурах*. Данная идея стала гораздо более применимой для систем, в которых сверхпроводимость и ферромагнетизм пространственно разделены в нанометровом масштабе за счет искусственного расслоения. Из-за относительной простоты в экспериментальной реализации и теоретическом анализе такая многослойная технология стала перспективной для развития ССК.

Сверхпроводящий спин-вентильный эффект (ССВЭ) базируется на модификации магнетизмом сверхпроводящих свойств системы. Как было отмечено в части 2.4, конечный импульс куперовской пары модулирует решение гриновских функций как $\sim e^{i\Delta \vec{k}_F \vec{r}}$, что выражается в их *осциллирующем поведении*. Результирующая волновая функция осциллирует в пространстве вдоль нормали к S/F-границе. Когда масштаб осцилляций

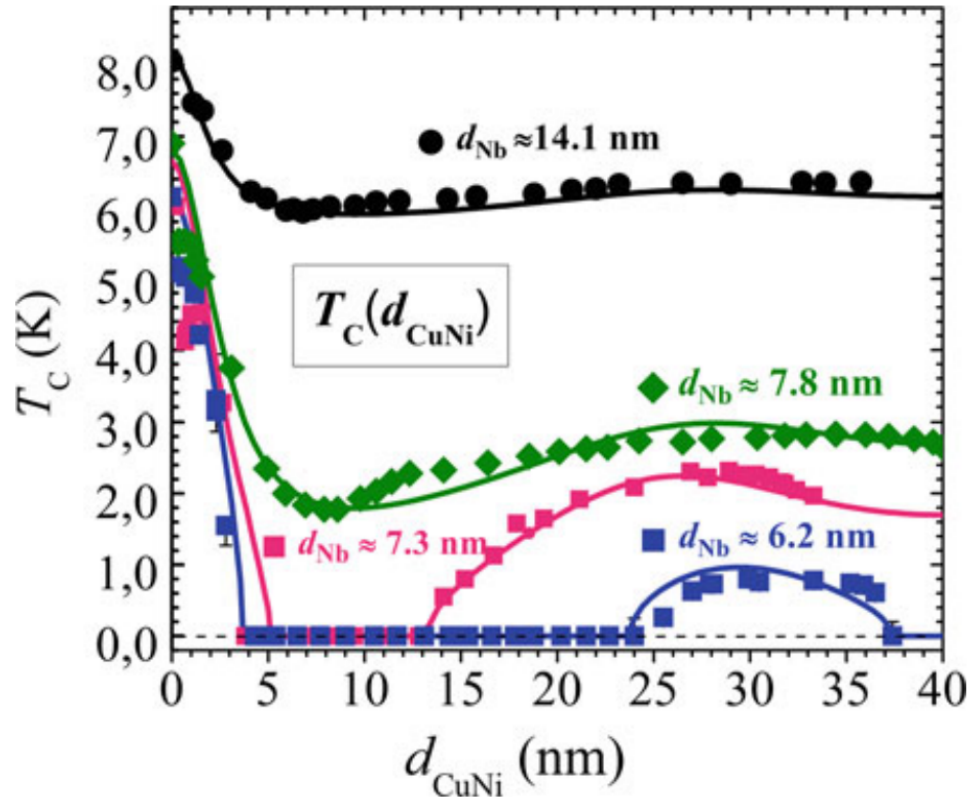


Рис. 1.11: Немонотонная зависимость критической температуры от толщины ферромагнитного сплава для бислоев Nb/Cu_{1-x}Ni_x ($x = 0,59$). Сплошные кривые рассчитаны по квазиклассической теории [59].

и длина затухания функции спаривания сравнимы с толщиной ферромагнитного слоя, можно ожидать различных интерференционных эффектов, такие как осцилляция температуры сверхпроводящего перехода T_c как функции толщины ферромагнитного слоя d_F в S/F-бислоях; осцилляции T_c в мультислоях S/F в результате переключения между «нулевой» и « π » разностью фаз между соседними S-слоями; возвратное поведение сверхпроводимости - спадающая сверхпроводимость с ростом d_F до 0 и дальнейшая ее восстановления до конечного значения; джозефсоновские π -контакты - переходы с собственной разностью фаз π на ферромагнитном слабом звене. На рис. 1.11а изображена зависимость критической температуры S/F-бислоя Nb/CuNi от толщины CuNi. Видно, что T_c сначала резко падает (обычно на толщинах примерно равных ξ_F из 1.61), потом держится минимальной по своему значению на некотором плато, потом немного восстанавливается (возвратное "reentrance" поведение). С увеличением толщины S-слоя сверхпроводящие свойства в бислое становятся более независимыми от ферромагнитного подавления, и зависимость критической температуры поднимается вверх к своему объемному значению.

Хорошие кандидаты для ССК являются сверхпроводниковые гетероструктуры со *слабыми ферромагнетиками*, обменная энергия которых по своей величине составляет

от нескольких T_c до нескольких десятков T_c . В связи с этим их длина когерентности $\xi_F \sim \sqrt{D/h}$ оказывается много больше длина свободного пробега электронов l_e в материалах (D - коэффициент диффузии, h - обменная энергия). Это позволяет с хорошей точностью описывать сверхпроводниковые гетероструктуры с использованием уравнения Узаделя и граничных условий Куприянова-Лукичева. В работах [60; 61] был дан общий анализ ССК при $\Pi \rightarrow \text{АП}$ перемагничивании в диффузионном пределе микроскопической теории сверхпроводимости [62], который можно свести к следующим пунктам:

1) Для всех значений параметров S/F-структуры выполняется соотношение $T_c^{AP} > T_c^P$.

2) При толщинах сверхпроводника d_s , существенно превышающих длину когерентности диффузионного предела $\xi_S \sim \sqrt{D/T_c}$ разность $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^P$ очень мала; она становится ощутимой при приближении толщин d_s к ξ_S .

3) Максимальный эффект при перемагничивании достигается на толщинах, где наблюдается возвратное ("reentrance" рис 1.11) поведение сверхпроводимости. Относительная величина эффекта при переключении может составлять более 100

4) Величина эффекта при перемагничивании P-АП сильно зависит от квантово-механической прозрачности интерфейса SF, T; а именно, значение T_c увеличивается с ростом T (рис.).

В случае *сильных ферромагнетиков* (h порядка нескольких сотен T_c), таких как Ni, Fe, Pt или Ru (пермаллой), материалы рассматриваются как чистые. Здесь осуществляется условие $l_e \gg \xi_F$, то есть длина когерентности становится меньше длины свободного пробега электрона, и анализ систем начинает требовать квазиклассического подхода Эйленбергера либо уравнений Боголюбова-де Жена [63–65]. В данном случае более ярко выражен *обратный (отрицательный) ССК-эффект*, то есть $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^P < 0$. Объяснения обратного спин-клапанного эффекта в трехслойных диффузионных структурах обычно требуют дополнительных предположений, выходящих за рамки стандартной теории эффекта близости на границе SF. В случае сильных ферромагнетиков конфигурация с взаимно противоположными направлениями магнитных моментов в F-слоях должна приводить к накоплению спиново-поляризованных квазичастиц в S-слое из-за относительно низкой вероятности перехода квазичастиц между F-слоями [66]. Обратный спин-клапанный эффект также может быть вызван паразитным полем от доменных стенок в ферромагнетиках [67] или диссипативным движением вихрей, индуцированных доменными стенками [68].

Подробный переход от квазиклассического подхода к диффузному в зависимости от величин рассеяния на примесях и обменной энергии был проведен в работе [69]. Общие свойства ССК в чистом пределе были даны в работе [70] и по большей части аналогичны диффузному случаю. Подробный разбор реализаций спиновых клапанов с различными

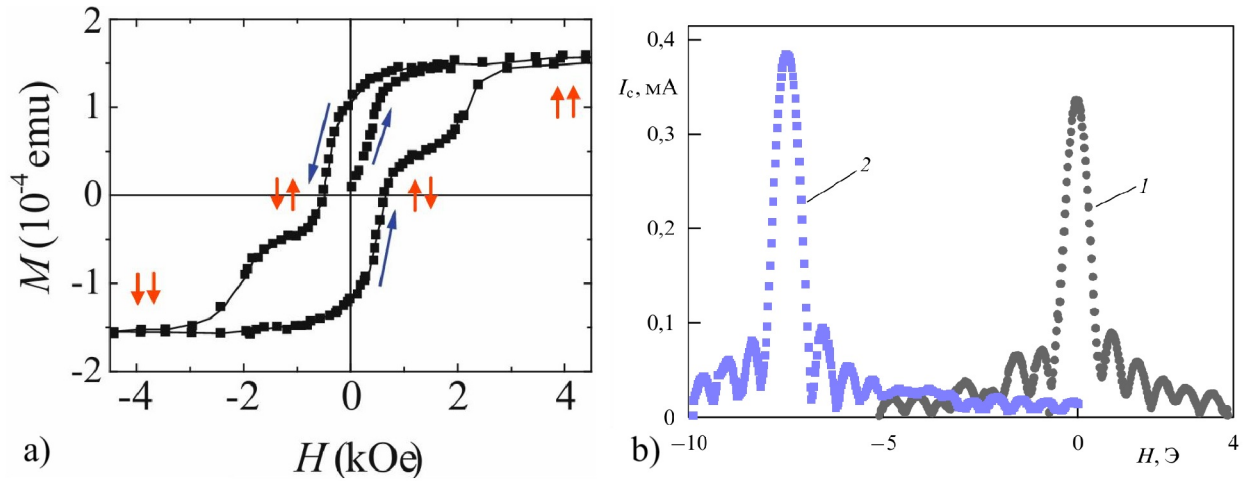


Рис. 1.12: а) Петля гистерезиса в FSF-структуры [72]. Синими стрелками обозначено направление разверстки магнитного поля, красными - направления намагниченности каждого из F-слоев. б) Сдвиг фраунгоферовский картины зависимости $I_c(H)$ 1 - до намагничивания, 2 - после намагничивания образца [73].

материалами можно найти в обзоре [71].

Управление магнитной подсистемой в спиновых клапанах осуществляется в основном за счет приложения постоянного магнитного поля, либо путем приложения магнитных импульсов. Обычно в подобных магнитных системах создается слой с более устойчивой намагниченностью и свободный слой, намагниченность которого изменяется при меньшем приложении поля. Двигаясь по петле гистерезиса (рис.1.12а) можно переходить из разных состояний магнитной подсистемы в спиновых клапанах. Также стоит отметить, что намагниченные образцы осуществляют сдвиг *фраунгоферовской картины тока* - т.е. зависимости криттока системы от внешнего магнитного поля, имеющую форму $\text{sinc}(x)$. На рис.1.12б показан данный эффект.

1.5.1 Спиновые вентили на эффекте близости

Разберем случаи наиболее популярных схем элементарных спиновых клапанов. Основным показателем их функционирования является разность между температурами сверхпроводящего перехода в П- и АП-состояниях. Более подробный обзор спиновых клапанов можно найти в работах [71; 74].

FSF-схема

Теоретический анализ FSF-схемы спин-вентильного клапана была предоставлен в работах [75—79] в рамках диффузного приближения. На рис.1.13 показываются зависимости $T_c(d_F)$ для разных толщин сверхпроводника (а) и параметра прозрачности (б). Можно заметить, что, как и в SF случае, максимальная разность критических темпера-

тур при перемагничивании наблюдается при возвратном поведении сверхпроводимости, а величина эффекта сильно зависит от прозрачности границ (см. рис. 1.13).

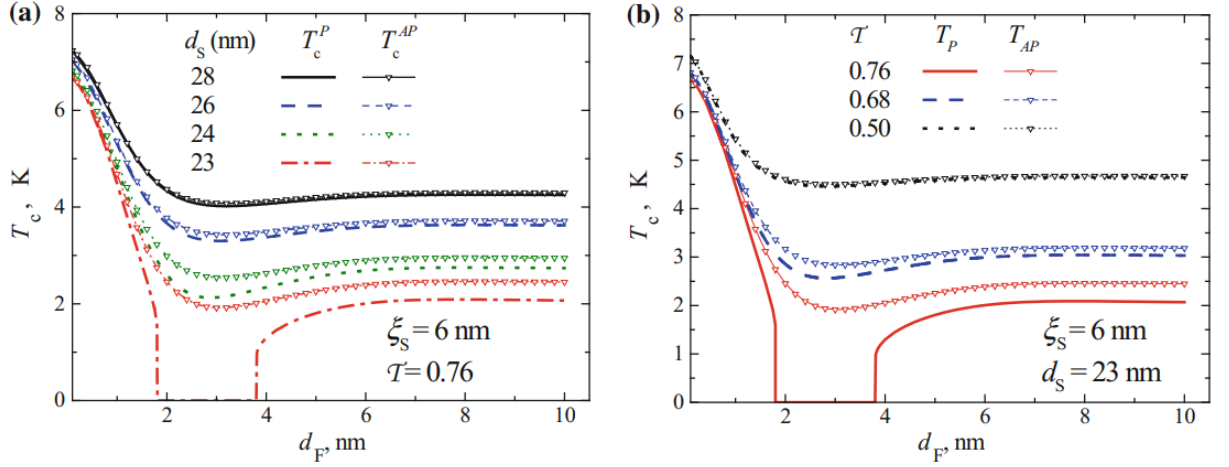


Рис. 1.13: Зависимость критической температуры T_C от толщины d_F правого F-слоя для P- и AP-магнитных состояний FSF структуры с различной толщиной S-слоя d_S (a) и различной прозрачностью границы τ (b) [59].

Экспериментальные данные по измерениям ССВЭ в FSF-схеме даны в таблице 1.1. Первые экспериментальные подтверждения эффекта сверхпроводящего спинового клапана в FSF-схеме были для соединений CuNi/Nb/CuNi со слабыми ферромагнитными сплавами на основе CuNi. Начиная с небольшой разницей $\Delta T_C \approx 6$ мК [57], по итогу для данных соединений получилось добиться величины спин-вентильного эффекта в 30 мК. Измерения проводились в окрестности гелиевых температур, причем, увеличение эффекта наблюдалось при понижении температуры.

Использование сильного ферромагнетика Ni в системе Ni/Nb/Ni позволило получить максимальный сдвиг $\Delta T_C \approx 41$ мК [87]. Однако, по причине большой обменной энергии и, следовательно, малой магнитной длины ξ_F , данная схема требовала большой точности в толщинах до уровня нескольких ангстрем. К тому же такое значение было для образца с очень низкой температурой сверхпроводящего перехода $T_C = 0.4$ К и с резистивной шириной перехода около 0.3 К. Для более толстых слоев Nb в Ni/Nb/Ni с температурами перехода в диапазоне больше 2 К $\Delta T_C \approx$ снова падала ниже 10 мК. Использование сплавов из сильных ферромагнетиков Ru, например, Ni₈₄Fe₁₆ [82] позволило увеличить ξ_F и необходимый инструментарий вариации толщин d_F до нанометров. Так в работе [82] спин-вентильный эффект был $\Delta T_C \approx 20$ мК и наблюдался на толщинах $d_{NiFe} \approx 10$ нм.

В соединениях с сильными ферромагнетиками, как было отмечено выше, может наблюдаться отрицательный спин-вентильный эффект величиной от 5 до 25 мК. Так в соединениях на основе Co/Nb/Fe [67] $\Delta T_C \approx -25$ мК, в Ni/V/Ni $\Delta T_C \approx 20$ мК [84]. Причем, для несимметричных систем отрицательный ССВЭ может наблюдаться и в

Таблица 1.1: Экспериментальные данные по ССВЭ в FSF схеме: соединение; температура T_C , на которой наблюдался максимальный ССВЭ; максимальная разность критических температур между АП и П ориентациями. Если температура T_C не указана, то температура максимального ССВЭ измерялась на гелиевых температурах или выше.

Соединение	T_C , К	ΔT_C , мК	ссылка
$\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}/\text{Nb}/\text{Cu}_{0.47}\text{Ni}_{0.53}$		6	[57; 78]
Ni/Nb/Ni	0.4	40	[80]
Fe/V/Fe	1.1	30	[81]
Py/Nb/Py (Py= $\text{Ni}_{84}\text{Fe}_{16}$)		20	[82]
Py(50)/Nb(25)/Py(20) (Py= $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$)		-30	[68]
Co/Pt-Nb-Co/Pt		-5	[83]
Co/Nb/Fe		-25	[67]
Ni/V/Ni	3.8	-20	[84]
Co/Pb/Co	2.6	200	[85]
Ho/Nb/Ho	2.3	400	[86]

случае ферромагнитных сплавов, например, в соединении Py(50 nm)/Nb(25)/Py(20 nm) (Py= $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) обнаружен обратный ССК эффект $\Delta T_c \approx -30\text{мК}$ [68].

Наибольший спин-вентильный эффект в FSF-схеме на данный момент наблюдался в соединении Ho/Nb/Ho [86] величиной $\Delta T_C \approx 400$ мК. Данные результаты связаны с тем, что редкоземельный элемент Ho обладает большим магнитным моментом и индуцирует небольшое обменное расщепление на границе в самом сверхпроводящем Nb, которое, в свою очередь, активно подавляет сверхпроводящие свойства последнего. Помимо этого, эпитаксиальный рост слоев позволил достичь высокой степени прозрачности Ho/Nb-интерфейсов.

Помимо ССВ, работающих на дискретном перемагничивании из П- в АП-состоянии, также есть работы по FSF схемам с *непрерывным переключением*, то есть плавным вращением намагниченности одного из F-слоев, в то время как второй намагниченность второго F-слоя остается фиксированной. Теоретический анализ представлен в работах [88; 89]. Экспериментальное подтверждение было в работе [90] для соединения CuNi/Nb/CuNi, где посредством плавного изменения взаимной ориентации намагниченностей F-слоев получилось менять критическую температуру образца от 0 до нескольких десятков мК.

SFF-схема

Теоретический анализ схемы SFF-клапана был представлен в работах [91; 92]. Было показано, что, в зависимости от П- или АП-ориентаций намагниченностей, меняется

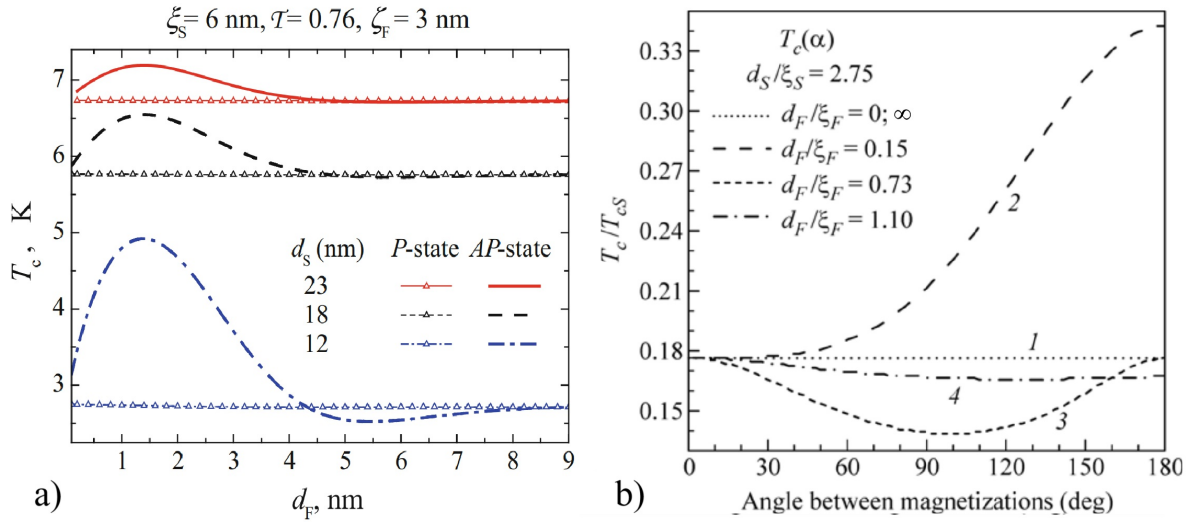


Рис. 1.14: Зависимость критической температуры SF_1F_2 -структуры (а) в зависимости от толщины F_1 -слоя для П- и АП-магнитных состояний с различной толщиной S-слоя d_S [59]; (б) от угла разориентации α намагниченностей для различной толщины слоя F_1 . Случаи $d_F = 0, \infty$ физически эквивалентных (кривая 1), T_C не зависит от α . Кривые 2 и 4 соответствуют стандартному и обратному эффектам переключения соответственно. Кривая 3 демонстрирует эффект триплетного спинового клапана[93].

эффективный обмен и, как следствие, сверхпроводящие корреляции, проникающие в ферромагнетики, имеют разную длину затухания, что, в конечном счете, влияет на сверхпроводящий параметр порядка в S-сверхпроводнике. Так зависимость параметра порядка от толщины d_F среднего F-слоя для П- и АП-ориентаций (рис.1.14а) демонстрирует, что $\Delta T_c = T_C^{AP} - T_C^P$ является немонотонной функцией d_F , достигающей своего максимума на толщинах $d_F \simeq \xi_F$, что в очередной раз указывает на интерференционное поведение сверхпроводимости при наличии ферромагнетизма в системе.

В работе [93] был произведен анализ спинового клапана с возможностью *неколлинеарной намагниченностью* ферромагнетиков. Для большого диапазона толщин слоев демонстрировалось монотонное увеличение сверхпроводимости в S-слое по мере увеличения угла α между направлениями намагниченности ферромагнетиков (рис.1.14б). Также было обнаружено, что при некотором подборе толщин, а именно $d_S \lesssim d_S^{crit} \approx 2.75\xi_S$ $d_F \lesssim \xi_F$ зависимость $T_c(\alpha)$ немонотонна и достигает своего минимума в окрестности $\alpha \approx \pi/2$. Это указывает на вклад сверхпроводящих триплетных корреляций в системе. Таким образом, SFF-структура является эффективной схемой для получения и исследования триплетных корреляций.

Экспериментальные данные по SFF-схеме представлены в таблице 1.2. Стоит отметить, что зачастую в данную схему клапана добавляют тонкую прослойку немагнитного металла (например, SFNF-схема) между ферромагнетиками для лучшего управления процессом перемагничивания, в частности, для предотвращения "слипания" слоев, при-

Таблица 1.2: Экспериментальные данные по ССВЭ в SFF схеме: соединение; температура T_C , на которой наблюдался максимальный ССВЭ; максимальная разность критических температур между АП и П ориентациями. Если температура T_C не указана, то температура максимального ССВЭ измерялась на гелиевых температурах или выше. nsc обозначает несверхпроводящий нормальный металл.

Соединение	T_C , К	ΔT_C , мК	ссылка
V[Fe(2ML)V(11ML)] ₂₀	1.7-3.6	40-100	[92]
Pd/V[Fe(2ML)V(11ML)] ₂₅	2.2	200	[94]
Fe/Cu/Fe/In	1.45	-30, 19	[95; 96]
Fe/Cu/Fe/Pb		-14, 40	[97]
CoO/Co/Cu/Co/Nb	2.7	5/10	[98]
Nb/Cu ₄₁ Ni ₅₉ /nsc/Nb/Co/CoO		3-5	[99]
Co/Cu/NiFe/Cu/Nb		-120	[100]
Pu/HA/Pb		500	[101]
MoGe/Ni/Cu/CrO ₂		~1000	[102]

водящего к синхронизации динамики магнитного момента в них. В экспериментах на основе сверхрешетки ванадия и железа [Fe(2ML)V(11ML)]₂₀ (см таблицу 1.2, ML означает монослой, а индекс «20» за квадратные скобки означают количество повторений бислоя в сверхрешетке) максимальная величина ССВЭ составила от 100 до 200 мК [92; 94].

В случае сильных ферромагнетиков (Fe), как и в FSF-схеме, возможен отрицательный ССВЭ. Так в соединении Fe/Cu/Fe с In [95; 96] либо с Pb [97] ΔT_C по своей величине наблюдалось до нескольких десятков мК.

В соединении CoO/Co/Cu/Co/Nb была получена зависимость $T_C(\theta)$ при непрерывном вращении намагниченности одного из слоев Co [98]. Примечательно, что ΔT_C между П- и АП- состояниями составила 5 мК, а между углом $\theta = \pi/4$ и АП составила 10 мК (обозначено 5/10 в таблице).

Максимальный по величине обратный спин-вентильный эффект составил 120 мК и наблюдался при использовании тонких баллистических слоев сильных ферромагнетиков (Co) и ферромагнитного сплава (пермаллой) в соединении Co/Cu/NiFe(Pu)/Cu/Nb [100].

При использовании полуметалла, а именно сплава Гейслера (HA – Heusler alloy), в соединении Pu/HA/Pb (Pu = Ni₈₁Fe₁₉, HA = Co₂Cr_{1-x}Fe_xAl_y) демонстрировался большой спин-вентильный эффект, достигающий 0.5К [101]. Причем, такие значения осуществлялись преимущественно за счет изменения триплетной компоненты сверхпроводящих корреляций.

Рекорд по ССВЭ принадлежит соединению $\text{MoGe}/\text{Ni}/\text{Cu}/\text{CrO}_2$ из работы [102], где получилось добиться ΔT_c по величине более К за счет использования полуметаллического ферромагнетика [103] CrO_2 .

1.5.2 Джозефсоновские вентили

Сверхпроводящие джозефсоновские переходы с возможностью изменения своего критического тока I_C (или характеристического напряжения $V_C = I_C R_N$ на контакте) за счет изменения магнитного порядка являются важными элементами в сверхпроводниковой электронике. Так в последнее время активно развивается разрабатываемая магниторезистивная память на джозефсоновских переходах (JMRAM) [104–106], где СКВИД служит элементом хранения состояния, а считывание осуществляется с помощью СКВИД-мультиплексора. Плотность записи может достигать 32 Мбит/см² при топологических нормах 90 нм. Прогнозируемая энергия считывания/записи 64-битного слова при 4 К составляет 10 аДж и 50 фДж соответственно. Преимущества JMRAM включают высокую плотность, быстроедействие и низкое энергопотребление при считывании. Время записи превышает 1 нс, но может быть оптимизировано методами скрытия задержек. Демонстрационные образцы ячеек памяти и схем управления уже представлены в работе [107].

Важная тенденция в развитии сверхпроводящих джозефсоновских вентилях (СДВ) связана с уменьшением их времени переключения $\tau_{switch} = \hbar/(eI_C R_N)$, которое ограничивается их характеристическим напряжением. Поэтому одной из задач данной работы ставится разработка спин-вентильных структур с высоким показателем $I_C R_N$.

Базовой структурой является сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (**SFS**), через ферромагнитный слой которой протекает сверхпроводящий ток. Особенности протекания тока, а также возможность π -состояния в джозефсоновском переходе с магнитными примесями, локализованными в барьере, были впервые показаны в статье [43]. Далее в работах [44–47] был разработан формализм описания SFS-структур в диффузном режиме. В статье [108] было произведено анализ 0/ π -фаз на атомном масштабе.

Первая экспериментальная реализация SFS джозефсоновского перехода была представлена в работах [73; 109]. Критический ток соединения $\text{Nb}-\text{Cu}_{1-x}\text{Ni}_x-\text{Nb}$ ($x \approx 44-47\%$) менялся вследствие перемагничивания образца. В соединениях с другими слабыми ферромагнитными сплавами (PdFe [110]) достигаемые значения $I_C R_N$ составляли несколько нВ.

Добавление изолирующего слоя (**SIFS**) увеличивает сопротивление в нормальном состоянии и может обеспечить более высокое характеристическое напряжение при условии достаточной прозрачности барьерных слоев для поддержания большого критиче-

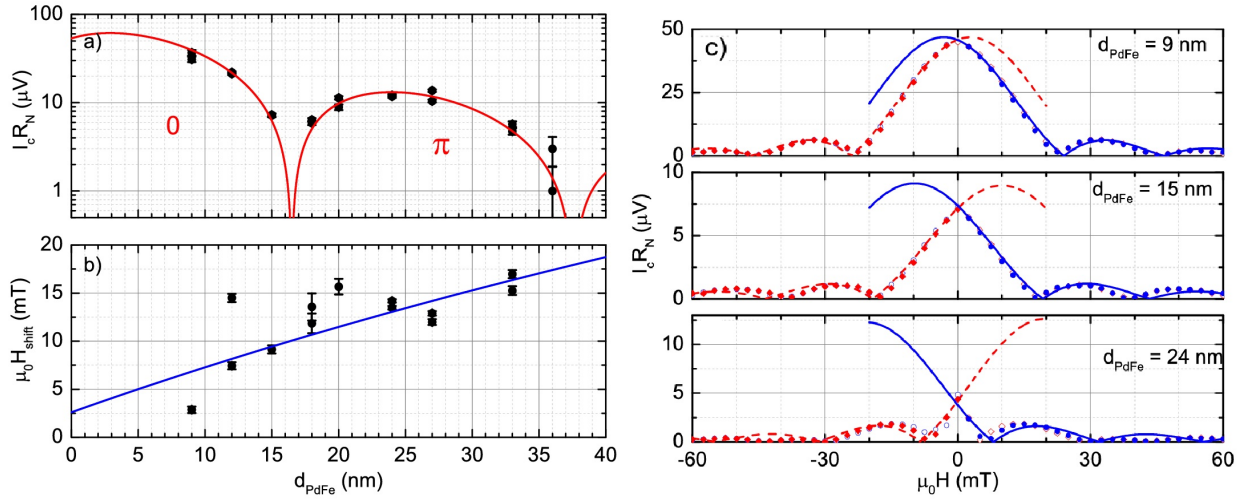


Рис. 1.15: Зависимость $I_C R_N$ (a) и величины магнитного сдвига H_{shift} на фраунгоферовской картины (b) в зависимости от толщины сплава PdFe. (c) - сдвиг фраунгоферовской картины для разных значений толщины d_{PdFe} . Из работы [121].

ского тока. Так в соединении Nb-Al/AlO_x-PdFe-Nb значения $I_C R_N$ составляли уже сотни мкВ [111].

Туннельный ток через изолирующий барьер можно увеличить, поместив его между двумя сверхпроводящими слоями (**SI₂FS**). Анализ данной структуры был произведен в работах [112–116]. В экспериментальных реализациях [117–120] значения $I_C R_N$ составляли несколько мВ.

Особенностью магнитных дзозефсоновских переходов с одним мягким ферромагнитным слоем является управление фраунгоферовской картиной тока слабым внешним полем за счет перемагничивания мягкого ферромагнетика (см рис.1.15).

Возможности управления критическим током (и, следовательно, характеристическим напряжением) увеличиваются, когда существуют два ферромагнитных слоя - один с фиксированной намагниченностью и другой с намагниченностью, которой можно управлять приложением (импульсами) небольшого по величине магнитного поля. Так **SFIFS**-схема теоретически изучалась в работах [48; 122–125]. Здесь между сверхпроводящими электродами располагаются ферромагнетики, разделенные слоем изолятора.

Однако большее распространение получила **SFNFS**-схема, где между ферромагнетиками располагается не туннельный слой, а нормальный металл. Она позволяет достигать большей величины изменения криттока вследствие перемагничивания. Это объясняется сильной корреляцией электронных коллективов в SF-частях, которые активно влияют друг на друга через N-металл. Так в экспериментах (таблица 1.3) на базе Co и магнитожегстого пермалоя ($Pu=Ni_{80}Fe_{20}$) [126; 131] значение $I_C R_N$ достигало нескольких мкВ, а эффективность ССВЭ была 25-50%.

Разбавление немагнитными материалами сплава Pu позволило более точно дости-

Таблица 1.3: Экспериментальные данные по джозефсоновским спиновым вентилям: соединение спинового клапана (без сверхпроводящих электродов); максимальное характеристическое напряжение $I_C R_N$; максимальная плотность критического тока J_C ; эффективность вентиля, определяющаяся как максимальная разность $\Delta I_C = (I_C^{AP} - I_C^P) / I_C^{AP}$. Везде в качестве сверхпроводящих электродов был Nb.

Соединение	$I_C R_N$, мкВ	J_C , кАсм ⁻²	ΔI_C , %	ссылка
Co/Cu/NiFe	2	20	50	[126]
Cu/Ni ₇₀ Fe ₁₇ Nb ₁₃ /Cu/Ni/Cu	4	50	500	[127]
Cu/Cu ₇₀ (NiFe) ₃₀ /Cu/NiFe/Cu	1	2.5	380	[128]
Ni/Cu/Ni	66	860	210	[129]
Cu/NiFe/Cu/Ni/Cu	9	90	800	[130]

гать оптимальных параметров управления. Так в работах [127; 128] изменять величину криттока получалось в несколько раз. В то же время при соблюдении высокой точности напыления наиболее эффективными спиновыми клапанами являются соединения с сильными ферромагнетиками. Так в структуре Nb-Ni/Cu/Ni-Nb [129] с чистым никелем наблюдались высокие значения $I_C R_N$ (порядка нескольких десятков мкВ), а также большая плотность криттока J_C (см таблицу 1.3). Совместное использование NiFe-пермалоя с чистым никелем позволило получить спиновый эффект в 800% [130].

Основные проблемы реализации JMRAM на данный момент связаны с чувствительностью к толщине и качеству магнитных слоев, а также с необходимостью перемагничивания свободного слоя с помощью внешних управляющих цепей.

1.6 Выводы к главе 1

Гетероструктуры со сверхпроводящими и ферромагнитными слоями представляют собой перспективную платформу для спиновой электроники, однако развитие данного направления требует решения важных научно-технических проблем, таких, как:

1) Ограниченная эффективность сверхпроводящих спиновых вентилях. Наблюдаемые значения разности критических температур ΔT_c между параллельной (П) и антипараллельной (АП) конфигурациями в FSF- и SFF-структурах, а также их вариациях, остаются малыми (обычно десятки мК), что ограничивает их практическое применение. Помимо этого, в джозефсоновских вентилях (SFS, SIFS, SFIFS) характеристическое напряжение $I_C R_N$ часто не превышает единиц милливольт, что недостаточно для высокочастотных приложений. К тому же,

2) Ограниченные возможности устройств сверхпроводниковой электроники, вытекающие из известных свойств материалов и интерфейсов границ. Например, высокие требования к качеству границ SF-интерфейсов требуют специального подбора матери-

альных параметров, обеспечивающих их функционирование. Так даже незначительные примеси или окислы могут подавлять сверхпроводимость и менять условия взаимодействия ферромагнитных и сверхпроводящих материалов.

3) Недостаточное понимание механизмов возникновения и контроля триплетной сверхпроводимости. В частности, длинная триплетная компонента сверхпроводящих корреляций требует неколлинеарной намагниченности двух и более ферромагнитных слоев, что активным образом подавляет синглетную сверхпроводимость всей системы, а также намагниченностями которых сложно управлять согласованно. При этом материалы с сильным спин-орбитальным взаимодействием, хоть и не разрушают синглетную компоненту сверхпроводимости, все еще остаются слабо изученными для эффективной интеграции в схемы сверхпроводящих устройств. Помимо этого, влияние доменных стенок и диссипативных процессов на триплетные корреляции требует дальнейшего исследования.

Таким образом, для решения вышеперечисленных проблем можно выделить список задач, намеченных для выполнения в данной диссертационной работе:

1) Определение на основе имеющихся экспериментальных данных трудно измеряемых, но важных характеристик электронных коллективов, включая величину обменной энергии, длины когерентности, характеристики границ и др.

2) Нахождение на основе теоретического анализа оптимальных структур и материалов для создания полезных устройств для реальных практических применений, таких как перестраиваемые ССВ.

3) Разработка моделей электронного транспорта в неоднородных системах, включающих в себя спин-орбитальное взаимодействие, ферромагнетизм и сверхпроводимость.

Глава 2

Определение параметров сверхпроводниковых многослойных структур с эффектом близости на основе спектроскопии

Одна из проблем производства сверхпроводниковых устройств заключается в сильной зависимости электронных корреляций от параметров системы - геометрических размеров образцов, материальных параметров, внешних шумов - которая препятствует их хорошей воспроизводимости [132; 133]. К тому же, вследствие эффекта близости электронные коллективы контактирующих материалов взаимно влияют друг на друга. Это обстоятельство, с одной стороны, открывает богатую физику в области конденсированного состояния, и, с другой стороны, усложняет анализ происходящих процессов в гибридных структурах. Таким образом, существующая задача по определению свойств электронных коллективов в сверхпроводниковых гибридных структурах нуждается как в разработке экспериментальных диагностических методов их определения, так и создании адекватных этим методам теоретических моделей, позволяющих извлекать из анализа экспериментальных данных требуемые величины.

В данной главе будет показано, что изучение плотности состояний (ДОС) джозефсоновских гетероструктур с областью слабой связи является одним из эффективных способов получения новой информации о физических свойствах сверхпроводящих корреляций, а также о трудно измеряемых параметрах системы (обменной энергии, параметра прозрачности и т.д.). Так как через ДОС можно определить вольт-амперные характеристики (ВАХ) сверхпроводящих структур, то рассматриваемый метод «джозефсоновской спектроскопии» действительно может служить для выявления новой физики в тонкопленочных многослойных гетероструктурах.

Для решения задачи о контакте различных материалов использовалось уравнение

Узаделя в Φ -параметризации [24] с граничными условиями Купрянова-Лукичёва [29] и свободными граничными условиями $\frac{d}{dx}\Phi = 0$ на всех краевых поверхностях гетеро-структуры:

$$\frac{\pi T_C \xi_p^2}{\tilde{\omega}_p G_m} \frac{d}{dx} \left(G_p^2 \frac{d\Phi_p}{dx} \right) - \Phi_p = -\Delta_p \quad (2.1)$$

$$\Delta_p \ln \frac{T}{T_C} + \frac{T}{T_C} \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Delta_p}{|\omega|} - \frac{\Phi_p G_p}{\omega} \right) = 0, \quad (2.2)$$

$$\pm \gamma_{Bpq} \xi_p G_p \frac{d}{dx} \Phi_p = G_q \left(\frac{\tilde{\omega}_p}{\tilde{\omega}_q} \Phi_q - \Phi_p \right). \quad (2.3)$$

Здесь индексы p и q обозначают соответствующие слои, $G_p = \tilde{\omega}_p / \sqrt{\tilde{\omega}_p^2 + \Phi_{p,\omega} \Phi_{p,-\omega}^*}$, $\tilde{\omega}_p = \omega + \iota E_{ex,p} + \alpha_\tau G_p$, $\omega = \pi T(2n+1)$ — мацубаровская частоты, α_τ — параметр парамагнитного рассеяния [134; 135], Δ_p — сверхпроводящий параметр порядка ($\Delta_p = 0$ для несверхпроводящих материалов), H — обменная энергия в ферромагнитном слое ($H = 0$ для немагнитных материалов), T_C — критическая температура объёмного сверхпроводника, $\xi_p = (D_p/2\pi T_C)^{1/2}$ — длина когерентности, D_p — коэффициент диффузии, G_p и Φ_p — нормальная и аномальная функции Грина соответственно, $\gamma_{Bpq} = R_{Bpq} \mathcal{A}_{Bpq} / \rho_p \xi_p$ — параметр подавления, R_{Bpq} и $\mathcal{A}_{Bpq}$ — удельное сопротивление и площадь соответствующей границы. Знак «плюс» в (2.3) соответствует расположению материала p со стороны $x_i - 0$ от границы x_i , а «минус» — со стороны $x_i + 0$. Здесь и далее используется нормировка $\hbar = 1$ и $k_B = 1$.

Граничная задача (2.1)-(2.3) решалась численными методами, разработанными для решения нелинейных дифференциальных уравнений методом прогонки для трехдиагональных матриц в сочетании с релаксационным методом [136]. Численный алгоритм адаптирован для решения уравнений Узаделя, где параметр сверхпроводящего порядка рассматривается как заданная функция координат. Выход из итерационного цикла по нелинейностям происходил, когда разность между двумя последовательными итерациями по функции G_p достигала точности 10^{-9} . Вычисленные таким образом аномальные функции Грина были использованы для вычисления новой координатной зависимости параметра порядка. Полученная зависимость $\Delta(x)$ снова подставлялась в уравнения Узаделя. Выход из итерационного цикла по $\Delta(x)$ осуществлялся, когда максимальная разность между двумя последовательными итерациями была меньше 10^{-6} . Более подробное описание метода можно найти в [137], а также в [124; 138], где он был адаптирован для расчета параметров многослойных структур, содержащих сверхпроводящие, нормальные и ферромагнитные пленки.

Для расчёта плотности состояний (ДОС) на первом этапе численно решалась система уравнений (2.1)-(2.3) для определения пространственного распределения самосогласованного парного потенциала $\Delta(x)$ во всей структуре. На втором этапе, для получения пространственного распределения ДОС ($N(E, x) = \text{Re}G(E, x)$), уравнения (2.1) - (2.3)

аналитически продолжались на вещественную ось энергии заменой $\omega = -\iota E + \delta E$, ($\delta E \approx 10^{-6}$) после чего система решалась с использованием найденного $\Delta(x)$.

Квазичастичный ток для расчета I-V характеристик в пределе малой прозрачности (это либо I-слой изолятора или ток через иглу СТМ) определяется по туннельной формуле [139]:

$$I = \frac{1}{eR_N} \int_{-\infty}^{\infty} N_1(E - eV) N_2(E) [f(E - eV) - f(E)] dE, \quad (2.4)$$

где V — падение напряжения на туннельном слое, R_N — сопротивление туннельного барьера в нормальном состоянии, $f(E) = (1 + \exp(E/T))^{-1}$ — равновесная функция Ферми, N_1 и N_2 — интересующие нас плотности состояний между слоем изолятора/иглой СТМ. Так при анализе S-F/N-бислоя (кластера CuNi/Nb) подразумевается, что N_1 — ДОС на свободной поверхности F/N, N_2 — нормальная ДОС иглы СТМ. В задаче по исследовании SIsFS-структуры N_1 — ДОС на свободной поверхности s-слоя, N_2 — ДОС левого сверхпроводящего электрода. Стоит отметить, что функция распределения $f(E)$ служит по большей части "расплывающим" температурным фактором, который сглаживает ДОС при расчете дифференциальной проводимости dI/dV .

В первой части данной главы проводится перекрестный теоретико-экспериментальный анализ бислоя сверхпроводник-ферромагнетик/нормальный металл (S-F/N), который представляет из себя Nb/CuNi-бислой. Экспериментальные данные были предоставлены группой из Центра перспективных мезонауки и нанотехнологий МФТИ под руководством В.С. Столярова. Будет показано, как меняется плотность состояний на свободной поверхности F/N-слоя в зависимости от различных материальных параметров. Также был определен набор наиболее подходящих этих величин, согласующихся с экспериментальными данными, которые встречаются в подобных диффузных структурах. Во второй части главы исследуется в SIsFS-структура. Путем анализа ДОС в s- и F- слоях будет продемонстрировано, как электронные коллективы в этих слоях взаимно влияют друг на друга, что отражается на их ДОСах. Эти изменения в ДОС ведут к изменению ВАХ всей SIsFS-структуры.

2.1 Определение параметров на основе туннельной спектроскопии для бислоя сверхпроводник - ферромагнетик SF

Широкому применению гибридных структур сверхпроводник-ферромагнетик (SF) в квантовой электронике часто препятствует высокая обменная энергия H в F-материалах по сравнению с энергией сверхпроводящей конденсации в S-слое. Например, в Co, Ni и Fe энергия обмена на два порядка превышает сверхпроводящую щель в традиционных сверхпроводниках. Это приводит к крайне малой глубине проникновения

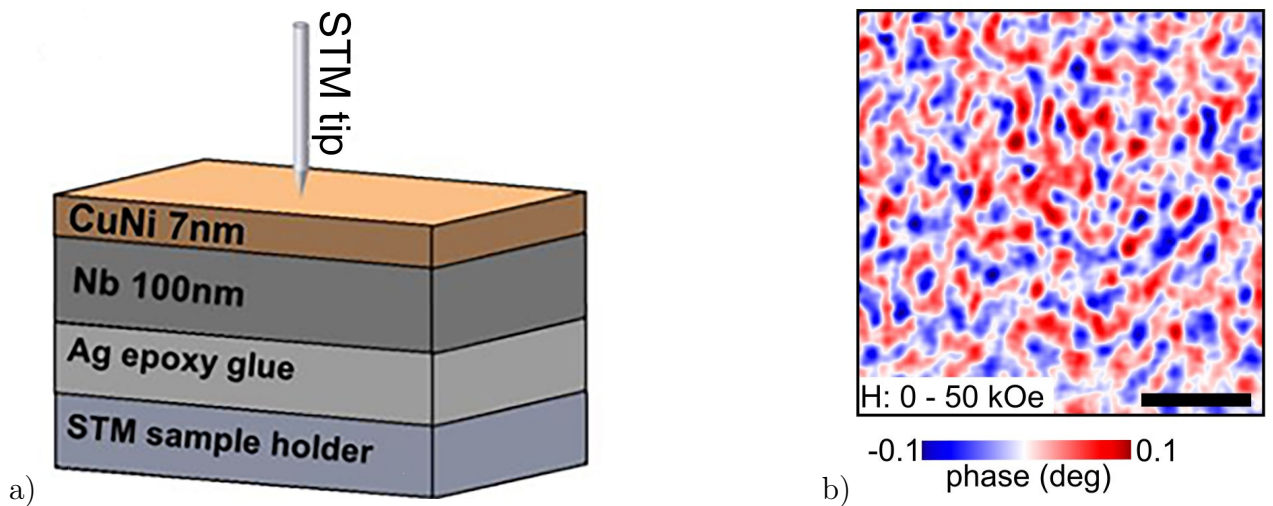


Рис. 2.1: Эксперимент по сканирующей туннельной спектроскопии. а - локальные туннельные спектры получены на поверхности слоя CuNi толщиной 7 нм, расположенного поверх 100 нм плёнки Nb. б - карта магнитной силовой микроскопии для CuNi толщиной примерно 70 нм. Изображение демонстрирует пространственные вариации фазы колебаний магнитного кантилевера, что выявляет доменную структуру с характерным размером 50-300нм.

сверхпроводящих корреляций в F-слой (~ 1 нм), что требует использования ультратонких F-элементов, технологически сложных в реализации. Кроме того, характерное напряжение V_c (и соответствующая частота их работы ω_c) исследуемых SFS-структур пока более чем на два порядка ниже, чем у SIS-джозефсоновских переходов (с изолирующим слоем I между S-электродами), применяемых в сверхпроводниковой логике.

Для снижения H в ряде работ предлагалось использовать разбавленные ферромагнитные сплавы, такие как CuNi [140; 141], PdNi [142], PdFe [143] и др. В случае CuNi это позволило уменьшить эффективную энергию обмена до $H = 850$ K [144] против 2000 K в чистом Ni [145; 146]. Однако имеющиеся данные не содержат достаточной информации о пространственной неоднородности таких сплавов. Без этих сведений сложно оценить перспективы миниатюризации F-содержащих элементов и стабильность их параметров. Помимо этого при изготовлении тонких пленок методом напыления нередко получается, что ферромагнитный сплав оказывается немагнитным. Таким образом, тонкий слой CuNi представляется неоднородным - ферромагнитные кластеры могут чередоваться с неферромагнитными (нормальными).

Схематическое изображение исследуемой CuNi/Nb-структуры представлено на рис. 2.1а. На пленку сверхпроводящего Nb напылялся тонкий слой CuNi. Дифференциальная проводимость данного слоя в контакте с иглой сканирующего туннельного микроскопа (СТМ-игла) и измерялась в схеме эксперимента. На панели б изображены измерения поверхности CuNi путем магнитно-силовой спектроскопии (СМС). Здесь наблюдается неоднородная магнитная структура сплава CuNi. Путем теоретического анали-

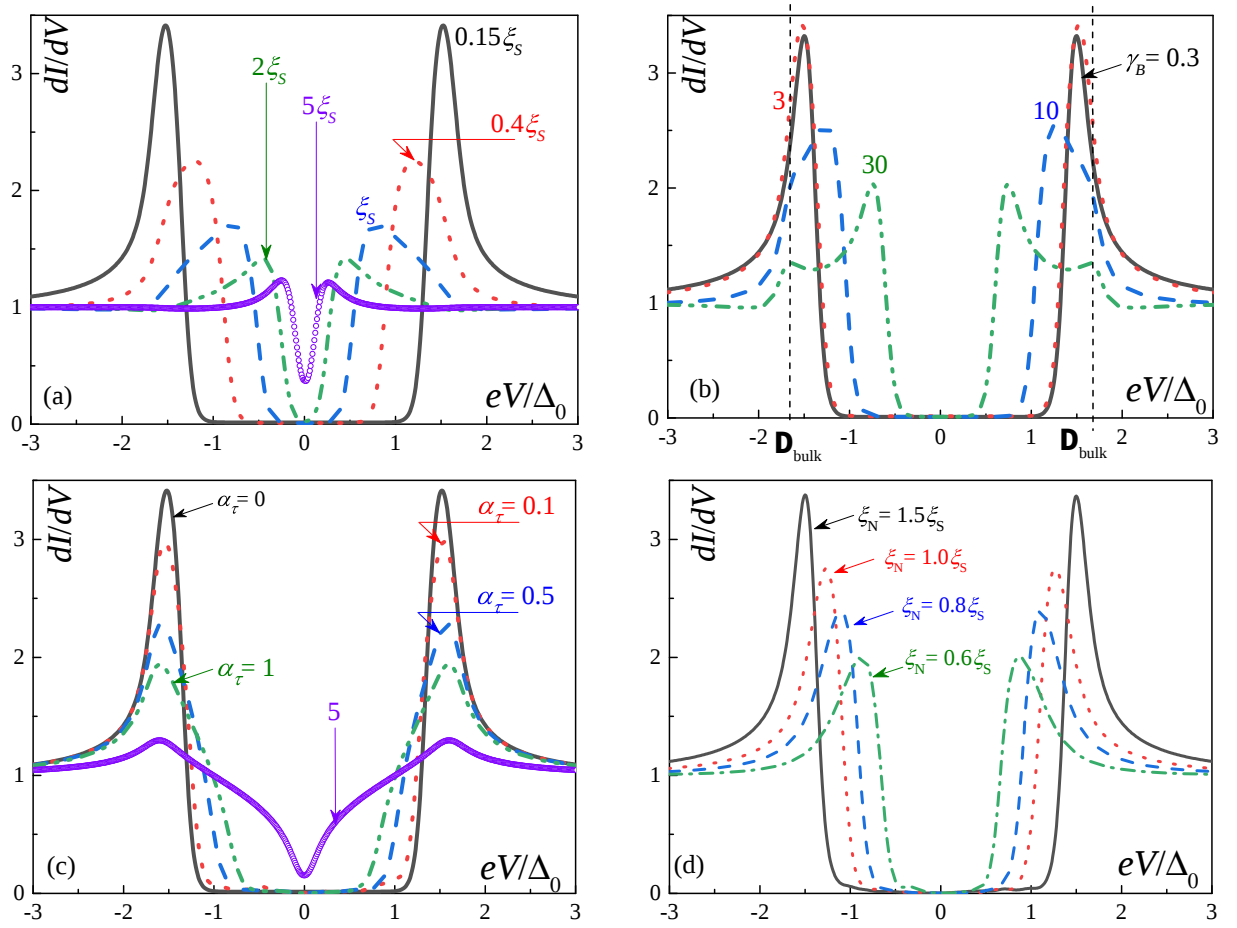


Рис. 2.2: Спектры туннельной проводимости $dI/dV(V)$, рассчитанные для поверхности CuNi при различных значениях толщины N-слоя d_N (а); параметра прозрачности границы γ_B (б), концентрации парамагнитных примесей α_τ (с) и изменения длины когерентности N-слоя ξ_N (д). Параметры бислая (если не указано на рисунке): (а) $\gamma_B = 0.3$; $d_N = 0.15\xi_S$, $d_S = 3\xi_S$, $T = 0.05T_C$.

за экспериментальных данных, полученных методом низкотемпературной /спектроскопии (СТМ/СТС), ниже будут показаны свойства электронного коллектива в CuNi/Nb-бислое, а также выявленные материальные параметры. Подробные сведения о изготовлении и измерении образцов содержатся в работе [147]. Теоретические расчеты ДОС проводились в рамках диффузных уравнений (2.1-2.3), дифференциальная проводимость dI/dV рассчитывалась численно как производная по V квазичастичного тока (2.4) (подробнее в работах [148–150]).

2.1.1 Свойства электронных корреляций в зависимости от материальных параметров и свойств границ

Для конструктивного анализа бислая Nb/CuNi сначала рассматривался случай неферромагнитных кластеров с малой концентрацией никеля, то есть SN-бислой. Основываясь на предыдущих исследованиях [149; 151], сначала была вычислена плот-

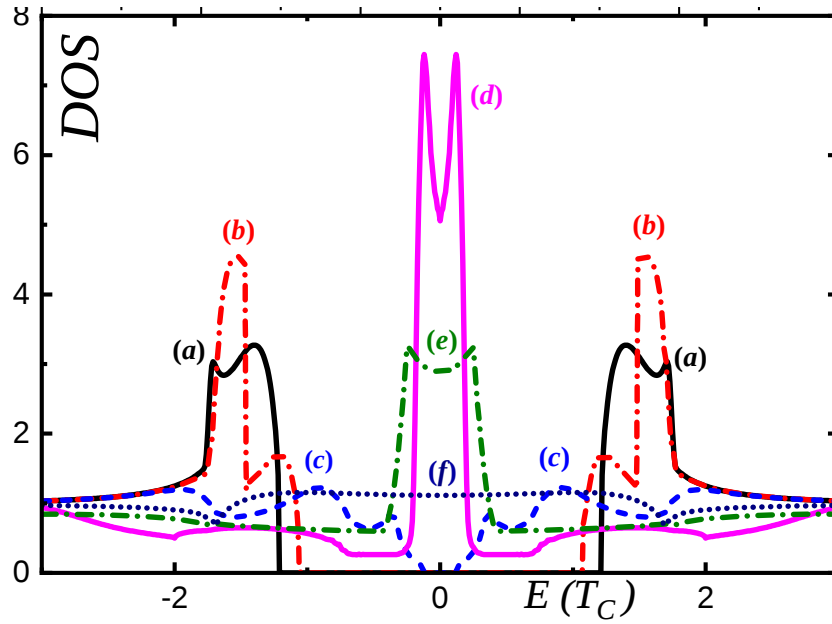


Рис. 2.3: ДОС, рассчитанная для поверхности CuNi при различных значениях энергии обмена: (a) $H = 0$, (b) $H = 0.1T_C$, (c) $H = 0.3T_C$, (d) $H = 2T_C$, (e) $H = 4T_C$, (f) $H = 10T_C$. Параметры: $\gamma_B = 3$; $d_F = 7nm$, $d_S = 100nm$, $T = 0.05T_C$, $\alpha_\tau = 0$.

ность состояний для SN-бислоя как функцию четырех различных параметров (см. рис. 2.2) - толщины нормального слоя d_N , параметра прозрачности на SN интерфейсе γ_B , параметра парамагнитных примесей α_τ и диффузной длины когерентности неферромагнитного слоя ξ_N . Данные параметры могут варьироваться в неферромагнитном кластере Nb-CuNi бислоя.

На рис. 2.2а показана дифференциальная проводимость $dI/dV(V)$ в зависимости от толщины нормального слоя. Согласно базовой теории минищели [150], увеличение d_N приводит к быстрому уменьшению ширины минищели δ на зависимости dI/dV и к её исчезновению при толщине $d_N \approx 3\xi$. Зависимость для $d_N \approx 1\xi$ демонстрирует пропорции, близкие к экспериментально измеренным (в тексте ниже): между минищелью δ и щелью объемного сверхпроводника Δ .

Снижение прозрачности SN-границы (то есть увеличения параметра γ_B в уравнении (2.3)) также приводит к уменьшению ширины минищели (рис. 2.2b). Однако, при низкой прозрачности границы на зависимостях ДОС и dI/dV появляются дополнительные когерентные пики (см. штрих-пунктирную зеленую линию для $\gamma_B = 30$). В этом случае параметры порядка в S и N слоях слабо связаны, что позволяет наблюдать независимые пики, соответствующие как щели объемного сверхпроводника Δ , так и минищели δ .

Еще одним фактором, уменьшающим ширину минищели, является парамагнитный распаривающий фактор α_τ . Это может соответствовать кластерам CuNi с недостаточным содержанием Ni, проявляющим парамагнитные свойства вместо ферромагнитных. Увеличение α_τ снижает ширину минищели, но сохраняет положение когерентных пиков

(рис. 2.2с), что существенно отличается от экспериментальных данных.

Изменение длины когерентности ξ_N влияет на спектр аналогично изменению d_N (рис. 2.2d), так как модифицирует тот же параметр эффективной длины d_N/ξ_N . Это приводит к уменьшению ширины минищели и смещению когерентных пиков. Кроме того, изменение ξ_N влияет на соотношение параметров границы γ_{BSN} и γ_{BNS} , слабо изменяя силу обратного эффекта близости на подавление Δ в сверхпроводящем слое. Однако при низких температурах $T \ll T_C$, при которых проводились измерения, этот эффект незначителен.

Теперь рассмотрим случай ферромагнитного кластера CuNi, то есть задачу о SF-бислое. Появление обменных процессов в металлическом слое существенно изменяет ДОС ниже щели [152]. Как было показано ранее в части "Металлические ферромагнетики", когерентные пики плотности состояний в бесконечно тонких ферромагнетиках сдвигаются на величину $H\tilde{\gamma}$, где H , обменная энергия, $\tilde{\gamma} = \gamma_B \frac{d_F}{\xi_F}$. Однако при описании более реалистичных моделей нужно учитывать конечную толщину слоев и другие параметры.

На рисунке 2.3 представлены расчеты для различных обменных энергий в тонком F-слое SF-бислоя. Для наглядности здесь представлены непосредственно рассчитанные ДОС на поверхности F-слоя, а не сглаженные зависимости дифференциальной проводимости. Из данных следует, что наиболее значительные изменения происходят при H порядка Δ . При малых $H \ll T_C$ когерентный пик расщепляется из-за эффекта Зеемана (кривые (b), (c) с $H = 0.1, 0.3T_C$ соответственно). При H порядка T_C появляется пик на нулевой энергии, обусловленный нечетными триплетными корреляциями в F-слое (кривые (d), (e) с $H = 2, 4T_C$ соответственно). В отличие от систем с несколькими неколлинеарными ферромагнетиками, где существуют "дальнодействующие" триплетные корреляции и устойчивый нулевой пик, в описываемом случае (один F-слой) нулевой пик существует в узком диапазоне параметров [153]. При дальнейшем увеличении H нулевой пик также остается расщепленным, образуя спектр с двумя пиками, но более широкий и менее высоки (кривая (e) $H = 4T_C$). При больших H подщелевая особенность расширяется и превращается в плато (кривая (f) $H = 10T_C$).

Также на 2.4 представлены ДОС на поверхности CuNi для различных значений энергии обмена, толщины Ni-слоя и параметра границы. Данные результаты демонстрируют различные характеристики электронной плотности при одновременной вариации нескольких параметров.

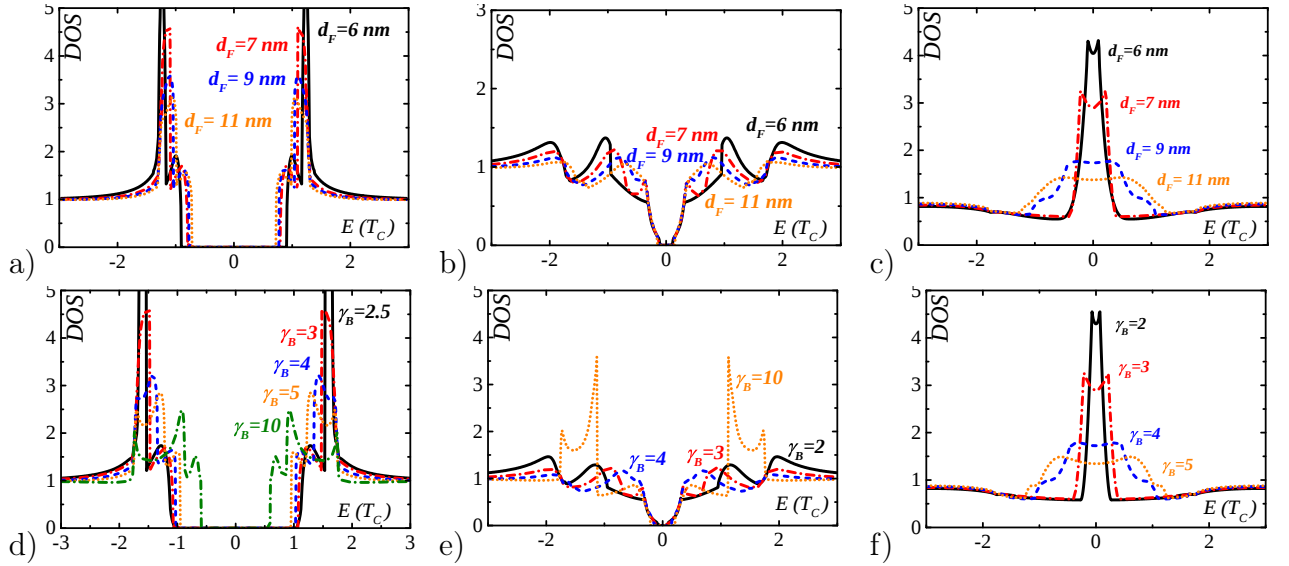


Рис. 2.4: Расчет плотности состояний (DOS) на поверхности CuNi для различных значений энергии обмена, толщины Ni-слоя и параметра границы. Верхний ряд показывает зависимость DOS от толщины d_F для: (a) $H = 0.1T_C$, (b) $H = 0.3T_C$ и (c) $H = 4T_C$. Нижний ряд демонстрирует свойства DOS в зависимости от параметра γ_B для: (d) $H = 0.1T_C$, (e) $H = 0.3T_C$ и (f) $H = 4T_C$.

2.1.2 Расчет дифференциальной проводимости в сравнении с экспериментальными данными

Перейдём к анализу локальных туннельных спектров, наблюдаемых в эксперименте (рис. 2.5a).

В эксперименте наблюдались спектры с мини-щелью (синяя кривая) и плоские спектры (красная кривая), каждый из которых снимался с вероятностью около 49% с площади поверхности CuNi-сплава. Также наблюдались спектры других форм (оранжевая и зелёная кривые), которые, несмотря на малую площадь ($\sim 1\%$ каждый), демонстрировали хорошую воспроизводимость. Все спектры (кроме плоского) обладают тремя общими характеристиками: наличие пиков в энергетическом диапазоне порядка нескольких мэВ, соответствующем сверхпроводимости; симметрия пиков относительно нулевого смещения, отражающая электрон-дырочную симметрию; значительно большая амплитуда пиков по сравнению с усреднёнными спектрами [140].

На рис. 2.5b представлены рассчитанные методом микроскопической теории туннельные спектры. Синий спектр, рассчитанный для SN-бислоя без обменного поля ($H=0$), демонстрирует чёткую мини-щель $\delta \approx 0.4$ мэВ, что существенно меньше щели $\Delta_{Nb}=1.4$ мэВ в объёмном Nb. Расчёт выполнен для толщины N-слоя $d_F=11$ нм (превышающей номинальную толщину плёнки CuNi 7 нм) с параметрами $\xi_F=20$ нм, $\rho_F=0.25\rho_S$, $\gamma_B=0.1$. Это подтверждает, что минищелевые спектры возможны только при наличии немагнитных кластеров в слое CuNi.

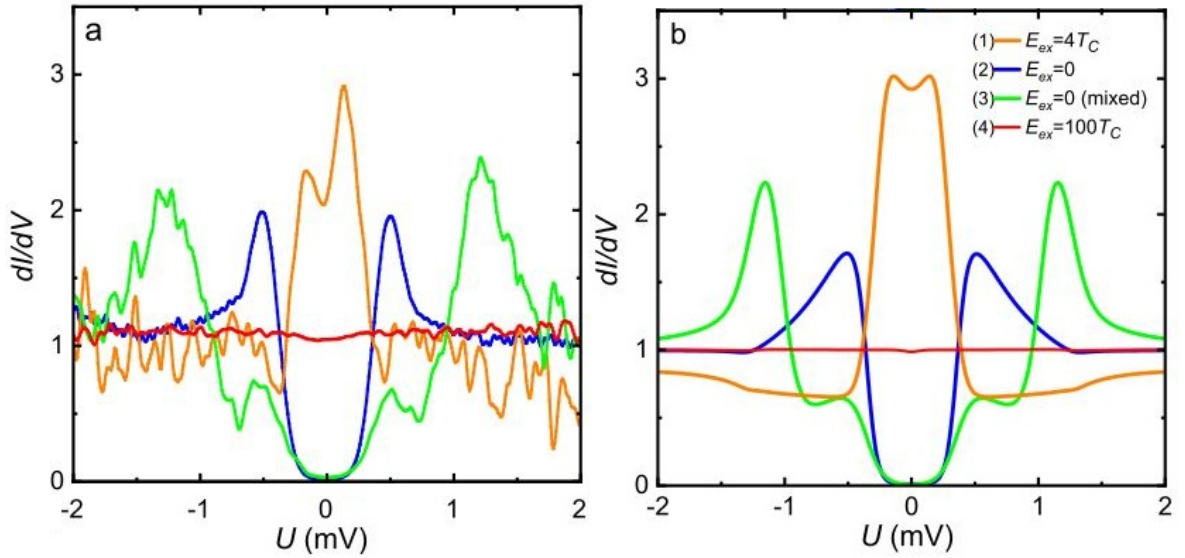


Рис. 2.5: Теоретический фит (b) экспериментальных данных (a) зависимости туннельной проводимости dI/dV от напряжения V . (номера кривых соответствуют Таблице 2.1). Параметры: $d_F = 11$ нм, $\xi_F = 20$ нм, $\rho_F = 0.25\rho_S$, $\gamma_B = 0.1$, $H = 0$ для SN-кривой (синяя линия); $d_F = 7$ нм, $\xi_F = 20$ нм, $\rho_F = 0.85\rho_S$, $\gamma_B = 3$, $H = 4T_c$ для SF-кривой (оранжевая линия). Зеленая линия - результат суперпозиции двух SN-кластеров с $H = 0$ и $d_F = 7$ и 11 нм с весами 0.4 и 0.6 соответственно. На графике под E_{ex} обозначается обменная энергия H .

Зелёный спектр на рис. 2.5b воспроизводит экспериментально наблюдаемый двухпиковый спектр (рис. 2.5a), где внешние пики соответствуют Δ_{Nb} , а внутренние - δ . Из наилучшего совпадения теоретического фита следует предположение, что такой спектр возникает при совместном туннелировании в два кластера CuNi с различными параметрами, то есть когда СТМ-игла снимает данные сразу с двух кластеров, разделенных почти непрозрачной границей. Численное моделирование выполнено как взвешенная сумма (0.6-0.4) двух мини-щелевых спектров с параметрами $d_F=7$ нм, $\xi_F=20$ нм, $\rho_F=0.6\rho_S$, $\gamma_B=0.1$, $H=0$ и $d_F=11$ нм, $\xi_F=20$ нм, $\rho_F=0.25\rho_S$, $\gamma_B=0.1$, $H=0$.

Помимо этого, возможно еще, что зеленая кривая является снятие данных только с одного типа ДОСа с низким значением обменной энергии ($H \approx 0.1$, см. рисунок 2.3 кривая (b)). То есть реализуется ситуация, когда двойные пики (один - когерентный сверхпроводящий, другой соответствует индуцированной минищели), сформированные в нормальном металле с определенными соотношениями параметра прозрачности и материальных параметров, вследствие небольшого значения H немного разъезжаются. Но в процессе фита не получилось обнаружить достаточно подходящие положения каждого из пиков.

Стоит отметить, что СТМ-зонд регистрирует сигнал от двух независимых областей с разной ДОС. Это возможно, если области разделены достаточно непрозрачной границей, а зонд находится над их стыком. В этом случае вычисляются ДОС для каждой

Таблица 2.1: Параметры аппроксимаций, представленных на рис.2.5b. Слева направо: номер кривой, толщина F-слоя d_F , энергия обмена H (нормированная на T_c), длина когерентности ξ_F и удельное сопротивление ρ_F F-слоёв, параметр SF-границы γ_B . Во всех расчётах параметры Nb-слоя оставались фиксированными: толщина $d_S = 100$ нм, длина когерентности $\xi_S = 10$ нм, удельное сопротивление $\rho_S = 15.2 \mu\Omega$ см.

номер зависимости	d_F , nm	H	ξ_F , nm	ρ_F , $\mu\Omega$ см	γ_B
1	7	$4T_c$	35	12.9	3
2	11	0	20	3.8	0.1
3(0.6)	11	0	20	3.8	0.1
3(0.4)	7	0	20	9.1	0.1
4	7	$100T_c$	35	12.9	3

области отдельно и суммируем результаты. Малая прозрачность между областями может быть учтена в рамках теории Узадела как малый параметр, что позволяет рассмотреть промежуточный случай между полностью прозрачной и абсолютно непрозрачной границей. В качестве вывода: нельзя однозначно утверждать, что предложенная физическая картина точно объясняет наблюдаемый многопиковый спектр, и в целом этот вопрос требует дальнейшего изучения.

Наиболее интересными являются спектры с выраженными двухпиковыми особенностями около нулевого смещения (оранжевая кривая на рис. 2.5а). Такие аномалии характерны для ферромагнитных гибридных структур с обменными энергиями $H \sim \Delta$. Например, расчёт выше для SF-бислоя с $H=4T_c$ (оранжевая кривая на рис. 2.5b) воспроизводит основные черты экспериментального спектра, включая расщепление пика из-за эффекта Зеемана.

Таким образом, для объяснения экспериментальных данных необходимо учитывать пространственную неоднородность толщины и состава слоя CuNi. Система содержит:

- Области с $H \gg \Delta$ (красные кривые на рис. 2.5);
- Немагнитные области с индуцированной мини-щелью;
- Промежуточные области с $H \sim \Delta$

. Это указывает на значительные флуктуации содержания Ni, влияющие на локальные свойства слоя.

Неоднородность ферромагнитных слоёв приводит к важным следствиям. В джозефсоновских переходах с неоднородным F-слоем могут возникать φ -контакты [114; 154]. Такие структуры представляют собой параллельное соединение локальных 0- и π -переходов:

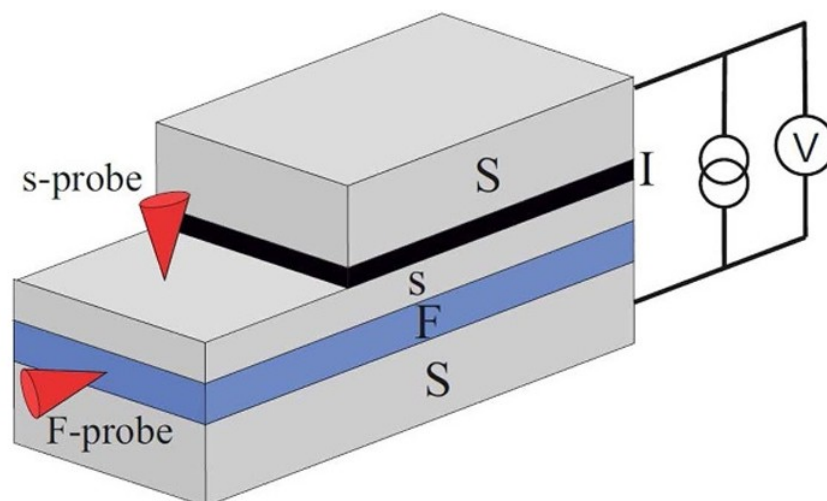


Рис. 2.6: Схема SIsFS джозефсоновской структуры с возможным подходом к измерению плотности состояний в F и s-пленках и вольт-амперных зависимостей перехода.

- При $E_0 > E_\pi$ система переходит в 0-состояние;
- При $E_\pi > E_0$ реализуется π -состояние;
- Вблизи $E_0 \approx E_\pi$ возникает φ -состояние [114]

Данные результаты объясняют природу φ -состояний вблизи 0- π перехода в планарных SFS-системах [155; 156]. Кластеры CuNi с разным содержанием Ni создают неоднородную N-F-сеть, способствуя образованию φ -контактов.

Особо отметим экспериментальное подтверждение снижения эффективной обменной энергии в отдельных областях сплава CuNi, что может быть связано с прохождением электронов через F- и N-области [157]. Этот механизм важен для создания высокочастотных магнитных джозефсоновских структур [158—160].

2.2 Определение параметров на основе джозефсоновской спектроскопии для гетероструктуры сверхпроводник - ферромагнетик - тонкий сверхпроводник SFs

Магнитные (SFS) и туннельные (SIS) переходы, реализованные на одном кристалле [161] и даже в единой слоистой структуре [112; 114; 162—164], представляют значительный интерес для приложений благодаря сочетанию высоких рабочих частот и наличию нескольких устойчивых состояний, пригодных для создания элементов памяти. Кроме того, взаимодействие через тонкие s-слои между туннельными барьерами и магнитными слабыми связями в гибридных структурах может приводить к ряду интересных эффектов, включая существенное изменение критического тока [165—168].

Теоретические исследования гибридных SIsFS-структур (Сверхпроводник - Изолятор - Тонкий Сверхпроводник - Ферромагнитнетик - Сверхпроводник, см. рис. 2.6) вблизи 0- π перехода их sFS-части уже выявили ряд особенностей: нетривиальную полигармоничность и гистерезис фазовой зависимости тока (ТФЗ), модуляцию критического тока SIs-перехода за счет эффекта близости в SF-электроре [139], а также образование метастабильных энергетических уровней [169].

К сожалению, прямое измерение этих особенностей представляет сложную техническую задачу [170]. На сегодняшний день экспериментальное определение формы ТФЗ было выполнено только для одиночных SFS-переходов [109; 171; 172]. В гибридных SIsFS-структурах слабое место обычно локализовано в переходе с наименьшим критическим током, которым чаще всего оказывается их SIs-часть, что в большинстве случаев приводит к тривиальной синусоидальной форме ТФЗ. Поэтому косвенные методы измерения нетривиальной ТФЗ [172] оказались малоинформативными. Отклонения от синусоидальной формы ТФЗ наблюдаются лишь в узком диапазоне параметров, соответствующем 0- π фазовому переходу.

Таким образом, экспериментальное определение фазового состояния тонких s-слоев представляет собой важную задачу, позволяющую сделать косвенные выводы об отклонениях формы ТФЗ от тривиальной. В данной работе разрабатывался метод определения реального состояния тонкого s-слоя. Для этого было рассчитано распределение плотности состояний (ДОС) по структуре для различных наборов параметров. Полная информация о ДОС позволяет определить поведение резистивной части вольт-амперной характеристики (IV-зависимости) гибридной SIsFS-структуры и соотнести её особенности с фазовым состоянием s-слоя. Теперь перейдем непосредственно к рассмотрению того, как ДОС s-слоя изменяется от различных параметров системы и как это влияет на ВАХ SIsFS-перехода.

Схематическое изображение SIsFS-структуры с предлагаемым подходом к изучению рассматриваемых свойств: рассчитываемые ДОС в F- и s-слоях с целью построения ВАХ.

2.2.1 Случай с прослойкой нормального металла

На первом шаге анализа была рассмотрена плотность состояний аналогичной SNs-структуры без обменного поля в металлическом слое и выделим 3 опорных состояния. Результаты ДОС для различных толщин s-слоя показаны на рис. 2.7. ДОС в зависимости от толщины s-слоя имеет форму чашки с большим зазором при $d_s \geq 5\xi_S$ и узким зазором в противном случае. При малых толщинах d_s потенциал спаривания внутри s-слоя отсутствует, а свойства поверхностной плотности состояний обеспечиваются благодаря проникающей близости от объемного S-слоя. В этом случае структура обладает эффективными свойствами sN-бислоя со сложным нормальным слоем, содержащим N-

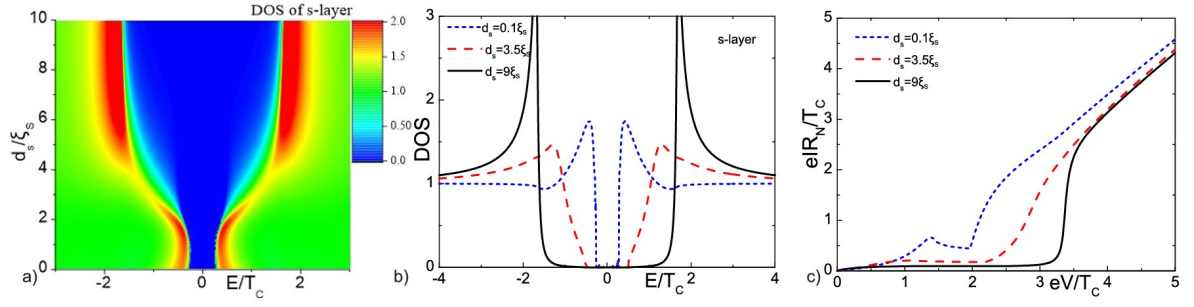


Рис. 2.7: Локальная плотность состояний на свободной поверхности s-слоя в SNs - структуре а) как функция толщины s-слоя d_s и б) ДОС для тонкого ($d_s = \xi_S$, синий короткий пунктир), промежуточного ($d_s = 3.5\xi_S$, красный пунктир) и толстого ($d_s = 9\xi_S$, черная сплошная) s-слоев. Панель в) показывает ВАХ для соответствующих толщин. Другие параметры SISNS-структуры: $d_S = 10\xi_S$, $d_F = 2\xi_S$, $\gamma_B = 0.3$, $T = 0.5T_C$.

и s-части. В этом случае в системе возникает конечная мини-щель. Кроме того, ширина минимальной щели зависит от общего размера слоя (sN): в пределе $d_s \rightarrow 0$ мини-щель становится даже больше, чем в случае небольшой, но конечной толщины, вследствие уменьшения эффективной толщины SN-бислоя.

Положение основных пиков определяется потенциалом спаривания s-слоя и переходит в объемное значение Δ_{BULK} на достаточных толщинах. В то же время, есть некоторые состояния под главным пиком, которые соответствуют мини-щели («подщелевые» состояния). Они исчезают с ростом толщины s-слоя. Промежуточный интервал параметров характеризуется меньшим и более расширенным пиком в ДОС по сравнению с обоими предельными толщинами. На ВАХ, показанной на рис. 2.7.в, это приводит к изменению эффективного наклона токовой кривой при напряжении, меньшем, чем $\Delta_S + \Delta_s$ (сумма пиков s-слоя и S-электрода). В случае толстого s-слоя они обеспечивают обычную туннельную токовую кривую, соответствующую SIS-джозефсоновскому контакту. В промежуточном случае ($d_s = 3.5\xi_S$) уширение ДОС приводит к уменьшению наклона ВАХ. В пределе очень малого s-слоя появляется дополнительная пиковая особенность при $V = \Delta_S - \Delta_s$.

2.2.2 Случай толстого ферромагнитного слоя

Теперь учтем особенности поведения вследствие наличия обменного поля обмена в системе. Будем изучать систему в некотором другом наборе параметров: первоначально была взята та же толщина F-слоя, что и в N-случае ($d_F = 2\xi_S$), и анализировалась зависимость ДОС от обменной энергии H для тонких ($d_s = \xi$) и промежуточных ($d_s = 3.5\xi_S$) толщин s-слоя. Однако в случае больших обменных энергий эффект близости оказывается слишком сильно подавлен.

Зависимость ДОС от H , толстый s-слой $d_s = 3.5\xi_S$. Результаты расчетов в слу-

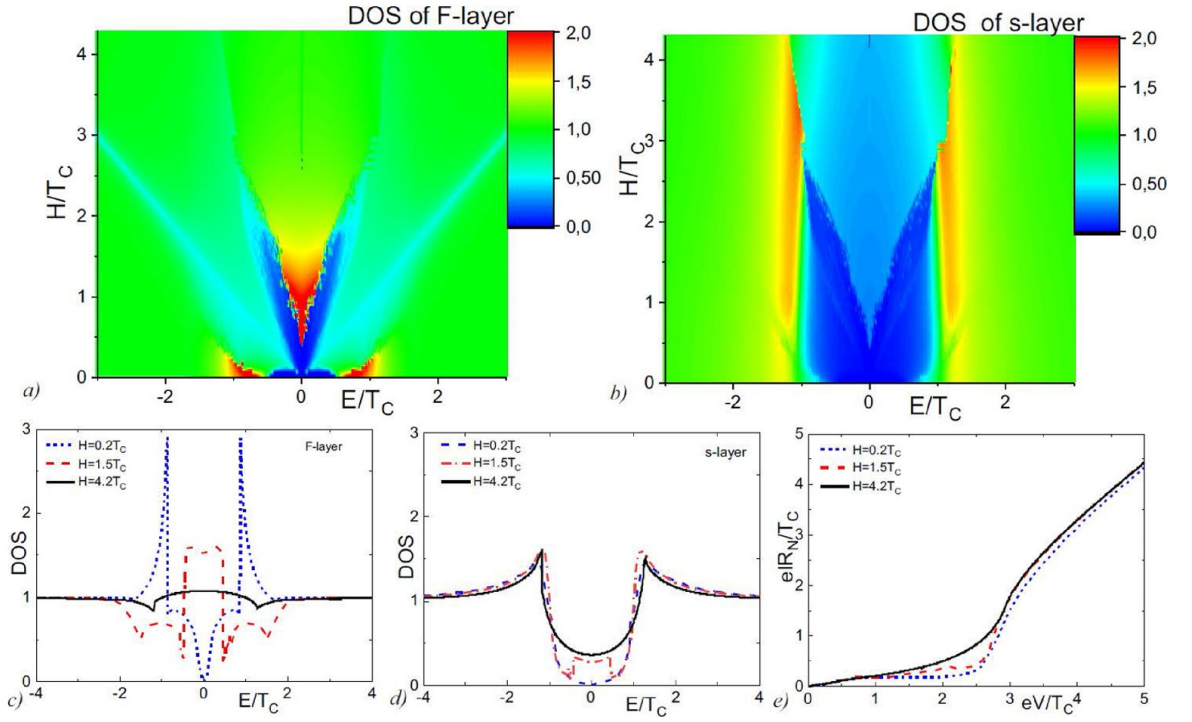


Рис. 2.8: ДОС «sFS»-структуры с промежуточной толщиной F- и s-слоев ($d_F=2\xi_S$, $d_s=3.5\xi_S$) а) внутри середины F-слоя и б) на поверхности s-слоя как функция обменной энергии H ; панели с) и д) показывают ДОС внутри середины F-слоя с) и на свободной поверхности s-слоя д) для малого ($H=0.25T_C$, синяя короткая пунктирная линия), промежуточного ($H=1.5T_C$, красная пунктирная линия) и большого ($H=4.2T_C$, черная сплошная линия); панель е) демонстрирует ВАХ SIsFS-соединения с малой, промежуточной и большой обменными энергиями. Другие параметры SIsFS-структуры: $d_S=10\xi_S$, $\gamma_B=0.3$, $T=0.5T_C$.

чае с промежуточной толщиной s и F-слоев ($d_F = 2\xi_S$, $d_s = 3.5\xi_S$) показаны на рис. 2.8. Панель (а) показывает ДОС внутри F-слоя. При малых обменных энергиях этот слой имеет индуцированную минищель (красные пятна в самом низу рисунка). Однако увеличение H , вследствие эффекта Зеймана, приводит к расщеплению щели в двух разных областях с результирующим высоким плато между ними (красная область по центру при $H \sim T_C$). В то же время сверхпроводниковые (при $E = \Delta \approx 1.7T_C$) пики на ДОС F-слоя практически сразу исчезают.

При больших обменных энергиях особенности на ДОС, связанные с зеемановским расщеплением, постепенно исчезают. Так при $H > 2T_C$ красные области с высоким значением ДОС, а также синие впадины с практически нулевым значением ДОС, исчезают. Форма ДОС стремится к прямой линии. К тому же заметно сужаются впадины, инициированные движением пиков индуцированной минищели (см. формулу (1.62)), которые на графике представлены как голубые тонкие полоски, расходящиеся почти линейно с увеличением H . Причем, таких голубых линий, с разным наклоном от H , можно увидеть 4 штуки, подтверждению чего можно найти 4 решения с сингулярностью для двух

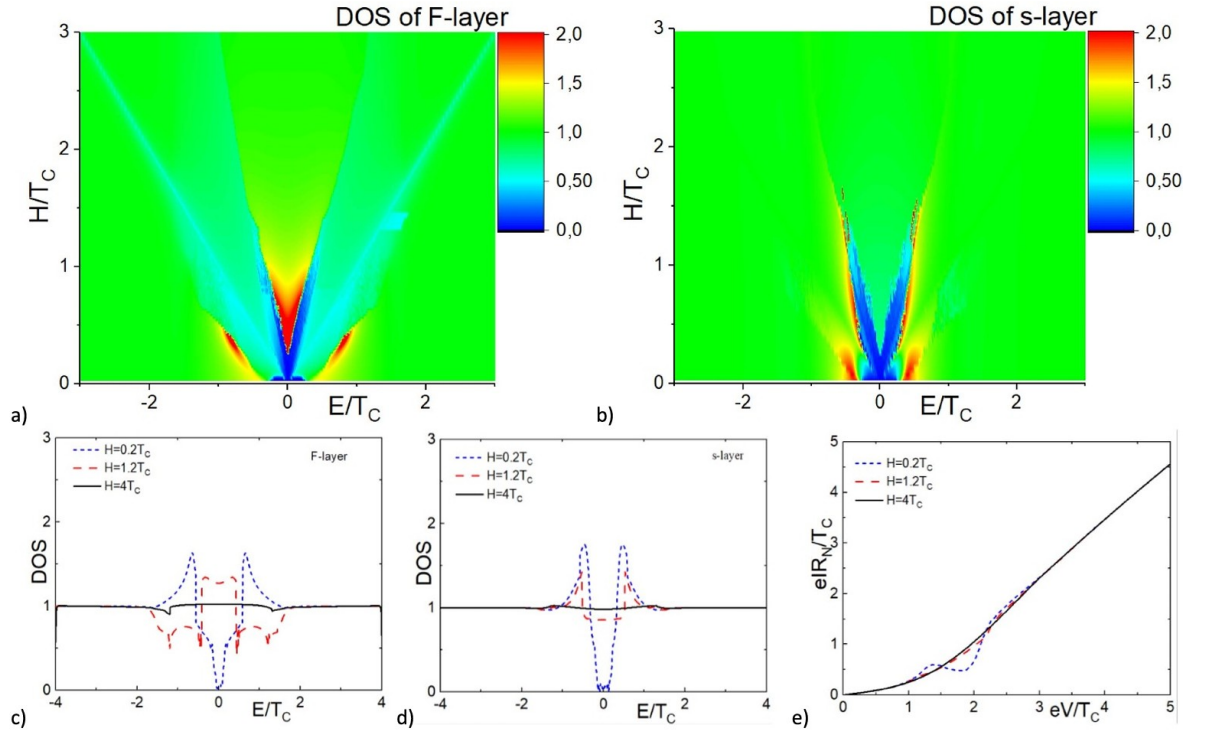


Рис. 2.9: ДОС «sFS»-структуры с промежуточной толщиной F- и малой толщиной s-слоев ($d_F=2\xi_S$, $d_s=\xi_S$): а) внутри середины F-слоя и б) на поверхности s-слоя как функции обменной энергии H ; панели с) и д) показывают ДОС внутри середины F-слоя с) и на свободной поверхности s-слоя д) для малого ($H=0.2T_C$, синяя короткая пунктирная линия), промежуточного ($H=1.2T_C$, красная пунктирная линия) и большого ($H=4T_C$, черная сплошная линия) значений обменной энергии; панель е) демонстрирует ВАХ SIsFS-соединения с малой, промежуточной и большой обменными энергиями. Другие параметры SIsFS-структуры: $d_S=10\xi_S$, $d_F=2\xi_S$, $\gamma_B=0.3$, $T=0.5T_C$.

направлений спинов в формуле (1.62).

Подобные особенности могут быть обнаружены и в ДОС s-слоя (рис. 2.8 панель (b)). Однако в сверхпроводнике величина зазора (светло-синяя область по центру на графике) определяется самосогласованными свойствами этого слоя, и составляет порядка T_C , что значительно больше, чем зазор внутри ферромагнетика. Зона с зазором также, как и в случае F-слоя, появляется на ДОС s-слоя с увеличением обменного поля при $H \approx 0.5T_C$, но сама величина плотности состояний внутри этой зоны значительно меньше. На панелях (c), (d) рис. 2.8 показаны сечения исследуемой плотности состояний в слоях F (c) и s (d) для малой обменной энергии ($H = 0.2T_C$), промежуточной по величине ($H = 1.5T_C$) и достаточно большой ($H = 4.2T_C$), при которой практически полностью "закрывается" ДОС F-слоя.

Наличие подщелевой зоны приводит к появлению дополнительных особенностей на ВАХ структуры SIsFS-структуры (рис. 2.8е). В промежуточном обменном поле ($H = 1.5T_C$) имеется дополнительный пик при $eV=2T_C$, который соответствует сумме энер-

гий щели и плато. В то же время такой пик не проявляется в пределах малых и больших обменных энергий. Этот пик сильно зависит от фактического значения эффективно-го обменного поля. Таким образом, в реальных слабых ферромагнетиках (обычно это сплавы нормальных и ферромагнитных металлов) он отличается от аналогичного пика SIsNS-перехода с чрезвычайно высокой чувствительностью к повторному перемагничиванию F-слоя, который способен изменить доменную или кластерную структуру и модифицировать эффективное обменное поле системы.

Зависимость ДОС от H, тонкий s-слой $d_s = \xi_S$. На рис. 2.9 рассматривается влияние обменной энергии на свойства плотности состояний в случае более тонкой s-пленки толщиной $d_s = \xi$. Свойства ДОС внутри F-слоя практически одинаковы с предыдущим случаем. Основной пик исчезает вокруг обменной энергии порядка $H = 0.5T_C$, в то время как локальный минимум на ДОС растет линейно с увеличением H. Мини-щель становится расщепленной при $H = 0.5T_C$, ДОС с появлением среднего пика постепенно превращается в плато. Интересно, что на зависимости ДОС от H есть две разные особенности с локальными минимумами, как было подмечено в предыдущем случае. Первая особенность появляется на при $E=H$ (расходящееся голубая линия) из-за зеемановского расщепления главных пиков ДОС. Вторая также имеет линейную зависимость от H с меньшим коэффициентом и соответствует пределам мини-щели внутри F-слоя.

Поскольку s-слой является тонким и функционирует в таком случае как обычный металлический слой, то ДОС на поверхности существенно не отличается от плотности состояний F-слоя. Однако, хотя зона нулевой энергии в F-слое выше единицы, но на поверхности s-слоя она не достигает ее. Также обнаруживается, что сверхпроводниковый пик имеет нетривиальное поведение в зависимости от H на поверхности s-слоя. При малых обменных энергиях ($H \leq 0.5T_C$) он появляется в одинаковом положении ($E \approx 0.5T_C$) в F- и s-слоях и, вероятно, имеет место из пика когерентности большого S-электрода. Положение этого пика меньше, чем объемное значение Δ_{BULK} , так как потенциал спаривания S-электрода вблизи «SF»-поверхности также подавлен из-за обратного эффекта близости. При большей обменной энергии этот пик исчезает, однако другой пик появляется точно на границе эффективной мини-щели.

Такое поведение ДОС обеспечивает резистивную ветвь ВАХ почти такой же, как в NIS-переходах при обменных энергиях ($H \geq 0.5T_C$, как это показано на рис. 2.9. е). Отличие состоит в отклонении ДОС в окрестности маленького промежутка (небольшое увеличение сверху и небольшое уменьшение снизу). В то же время в случае очень малых обменных энергий ВАХ становится гистерезисной с широким максимумом при напряжении вблизи разности между щелями S- и s-сверхпроводниками.

Приведенные выше рассуждения подтверждаются зависимостью поверхностной плотности состояний от толщины s-слоя d_s на рис. 2.10 и 2.11. при конечных обменных энергиях $H=T_C$ и $H=4T_C$ соответственно. Общий вид зависимости ДОС от ана-

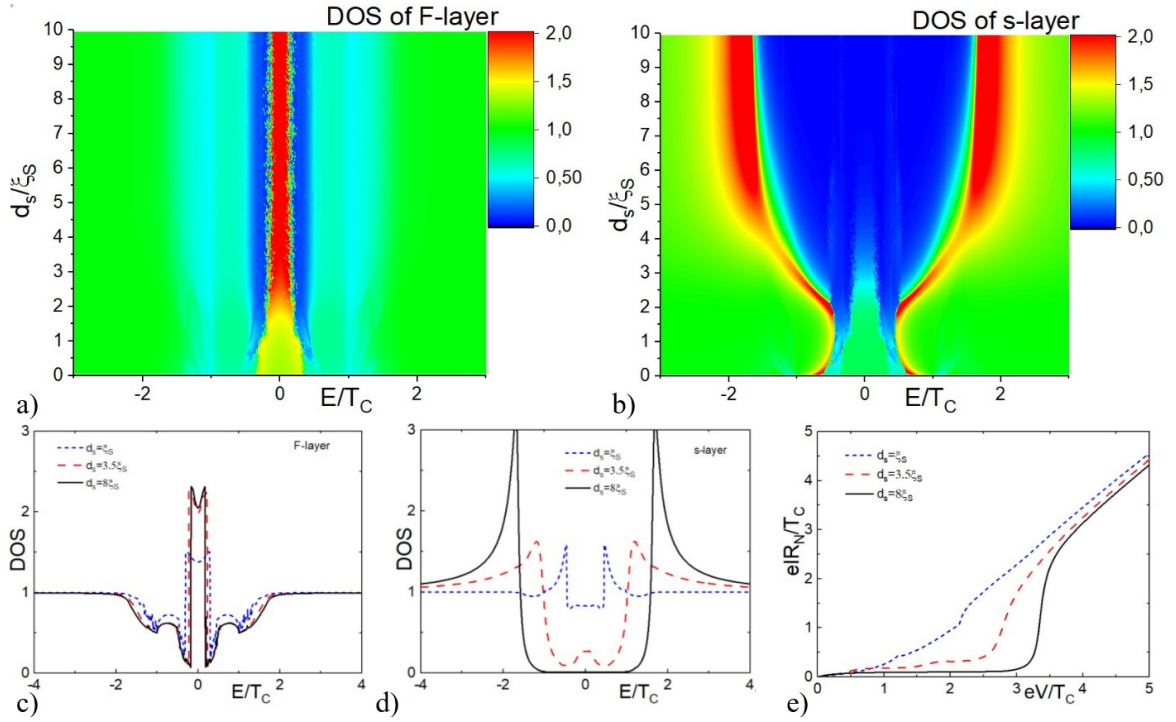


Рис. 2.10: ДОС sFS-структуры с промежуточной толщиной F-слоя ($d_F=2\xi_S$) и обменной энергией $H = T_C$: а) в середине F-слоя и б) на поверхности s-слоя в зависимости от толщины s-слоя d_s ; панели с), d) показывают ДОС внутри середины F-слоя с) и на свободной поверхности s-слоя d) для малых ($d_s=2\xi_S$, синяя короткая пунктирная линия), промежуточных ($d_s=3.5\xi_S$, красная пунктирная линия) и больших ($d_s=8\xi_S$, черная сплошная линия) толщин s-слоя; панель е) ВАХ SIsFS-соединения с малой, промежуточной и большой толщинами s-слоя. Другие параметры SIsFS-структуры: $d_S=10\xi_S$, $\gamma_B=0.3$, $T=0.5T_C$.

логичен ДОС SNs-соединения и демонстрирует те же процессы повторного появления собственной сверхпроводимости в s-слое, обеспечивая форму чаши (панели b) на обоих рисунках).

Зависимость ДОС от d_s , $H=T_C$. Отличие формы ДОС в SFs-структуре от SNs-структуры заключается в формировании пика на нулевой энергии внутри зазора у основания чаши для случая $H=T_C$ (рис. 2.10), который возникает из-за сильно приподнятого плато в F-слое. Этот пик с нулевой энергией возникает для всех d_s в ферромагнитном слое, но исчезает в s-слое с толщинами $d_s > 4\xi_S$, когда в нем восстанавливается собственная сверхпроводимость. В то же время в области параметров, где в s-слое существует пик с нулевой энергией, амплитуда пика внутри F-слоя значительно меньше, и пик становится шире, чем при больших значениях H .

Зависимость ДОС от d_s , $H=4T_C$. Такое нетривиальное поведение ДОС является особенностью слабых ферромагнетиков. Даже в случае с $H=4T_C$ плотность состояний в F-слое становится независимой от толщины s-слоя и обладает свойствами ДОС нор-

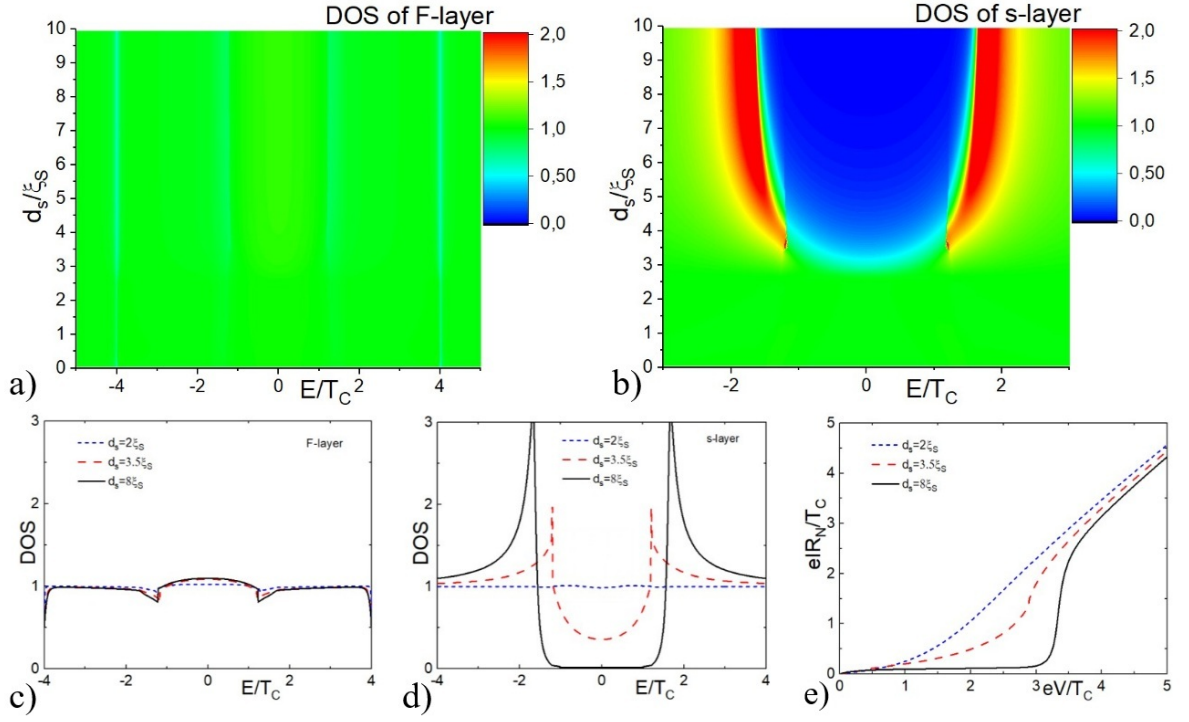


Рис. 2.11: ДОС sFS-структуры с промежуточной толщиной F-слоя ($d_F = 2\xi_S$) и обменной энергией $H = 4T_C$: а) в середине F-слоя и б) на поверхности s-слоя в зависимости от толщины s-слоя d_s ; панели с), d) показывают ДОС внутри середины F-слоя с) и на свободной поверхности s-слоя d) для малых ($d_s = 2\xi_S$, синяя короткая пунктирная линия), промежуточных ($d_s = 3.5\xi_S$, красная пунктирная линия) и больших ($d_s = 8\xi_S$, черная сплошная линия) толщин s-слоя; панель е) ВАХ SIsFS-соединения с малой, промежуточной и большой толщинами s-слоя. Другие параметры SIsFS-структуры: $d_S = 10\xi_S$, $\gamma_B = 0.3$, $T = 0.5T_C$.

мального металла (рис. 2.11 а, б). В сверхпроводящем слое ДОС также имеет тривиальные свойства нормального металла (то есть константу в ДОС) при толщине, меньшей критической ($d_s < 3.5\xi_S$), и имеет сверхпроводящую минищель при большей толщине (рис. 2.11 б, d).

Что касается свойств ВАХ соответствующего SIsFS-соединения, то изменение d_s приводит к переходу от SNS-подобной ВАХ при больших толщинах d_s к SIN-подобной зависимости для меньшей толщины (панели е на рисунках 2.10 и 2.11). Однако особенности, возникающие в случае малых обменных энергий, демонстрируют некоторые дополнительные скачки на токовой-кривой структуры с тонким s-слоем, которые соответствуют наличию узких щелей по бокам пика ДОС с нулевой энергией.

2.2.3 Случай тонкого ферромагнитного слоя

Приведенные ранее результаты соответствуют случаю достаточно толстого F-слоя $d_F = 2\xi_S$. Такой выбор параметров обеспечивает сильное подавление эффекта близости

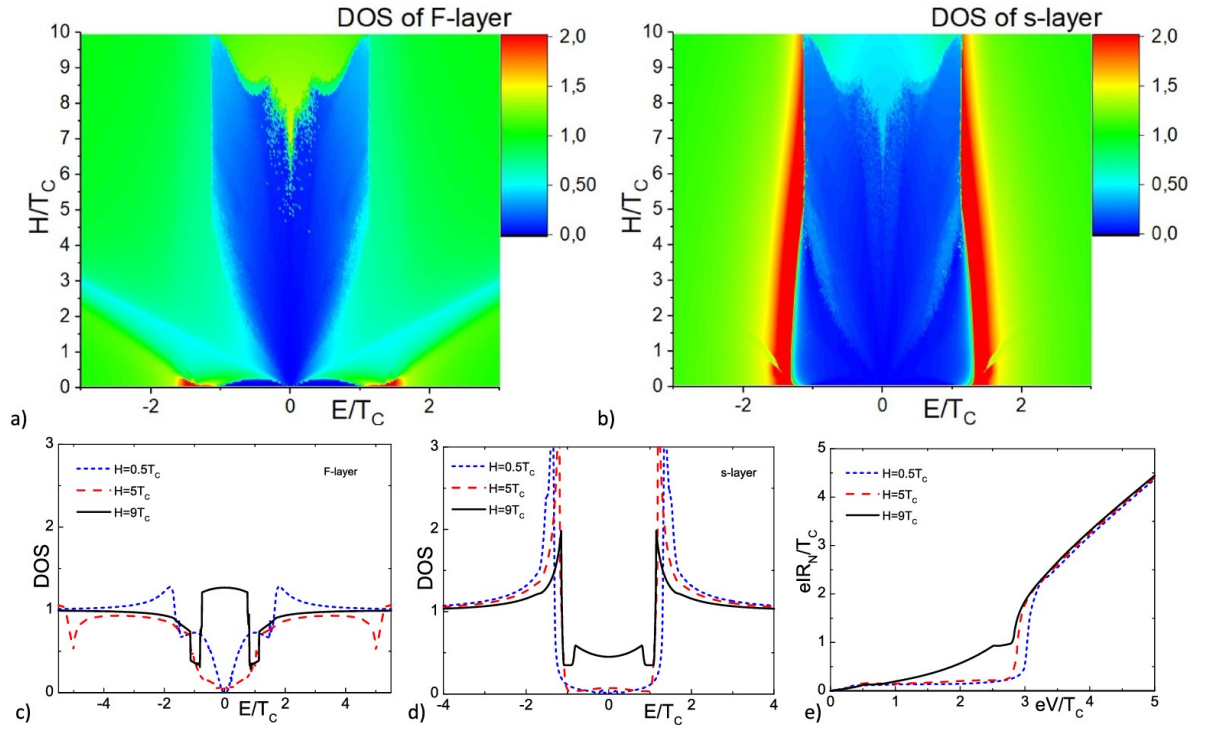


Рис. 2.12: ДОС «sFS»-структуры с маленькой толщиной F- и промежуточной s-слоев ($d_F=0.5\xi_S$, $d_s=3\xi_S$) а) внутри середины F-слоя и б) на поверхности s-слоя как функции обменной энергии H ; панели с) и d) показывают ДОС внутри середины F-слоя с) и на свободной поверхности s-слоя d) для малого ($H=0.5T_C$, синяя короткая пунктирная линия), промежуточного ($H=5T_C$, красная пунктирная линия) и большого ($H=9T_C$, черная сплошная линия) обменных полей; панель е) демонстрирует ВАХ SI_sFS-соединения с малой, промежуточной и большой обменными энергиями. Другие параметры SI_sFS-структуры: $d_S=10\xi_S$, $\gamma_B=0.3$, $T=0.5T_C$.

в случае большого значения H . Для изучения возможного проявления эффекта проникающего влияния между объемным s- и тонким s-слоями в этом разделе будут показаны аналогичные свойства системы при $d_F = 0.5\xi_S$. Первоначально продемонстрируем ДОС и ВАХ SI_sNS-соединения с $H = 0$. Как правило, он имеет схожую форму зависимости ДОС (dS) по сравнению с рис. 2.7, но соответствующая «чаша» имеет более широкое основание.

Зависимость ДОС от H , толстый s-слой $d_s=3\xi_S$. Однако зависимости от обменной энергии кардинально отличаются от предыдущего случая. На рис. 2.12. показаны свойства структуры с промежуточной толщиной s-слоя $d_s = 3\xi_S$. В этом случае значение низкого обмена ($H \leq 0.5T_C$) является более значимым в ДОС F-слоя. Он имеет большую щель, которая появляется из-за эффекта близости с объемным s-сверхпроводником, который быстро закрывается с увеличением обменного поля. Зазор внутри F-слоя имеет тенденцию открываться до постоянного значения начиная примерно с T_C и заканчивая значением $H=5T_C$. При обменной энергии $H=5T_C$ также появляется свойство на

нулевой энергии. Первоначально это острый пик, но при дальнейшем увеличении H он немонотонно расширяется. При значении $H=10T_C$ зона с нулевой энергией становится настолько широкой, что снова полностью закрывает щель. К сожалению, в этой области параметров алгоритм расчета ДОС становится очень нестабильным, обеспечивая некоторые ломаные точки, которые колеблются в средней части фигуры.

В то же время, внутри s -слоя щель почти постоянна (рис. 2.12b) с небольшим уменьшением при росте обменной энергии. Это означает, что тонкой ферромагнитный слой не оказывает сильного влияния на формирование потенциала спаривания внутри s -слоя. Также более сильный эффект близости приводит к появлению особенности на главном пике ДОС s -слоя при $H \approx T_C$. При этой обменной энергии можно заметить падения ДОС появляется в F -слое. Эта особенность провала индуцируется в ДОС s -слоя, обеспечивая локальное расщепление основного пика. Также при высоких обменных энергиях подщелевая зона также образуется в ДОС s -прослойки. Контур этой зоны почти совпадает с контуром F -слоя, но его амплитуда значительно меньше. Таким образом, в случае тонкого ферромагнетика и промежуточного s -сверхпроводника последний оказывается защищен достаточно, чтобы демонстрировать свои сверхпроводящие свойства, хоть и с некоторыми особенностями из-за близости с F -слоем.

Зависимость от H , толщина s -слоя $d_s=0.6\xi_S$. Свойства ДОС sFS -структуры существенно отличаются, когда и s - и F -слои тонкие (рис. 2.13). В этом случае близость между обоими слоями s и F , а также проникающее влияние от объемного s -слоя, проявляются наиболее значительным образом. Выделим в F -слое все типичные области параметров (Рис.2.13 а, с): при $H \leq 0.5T_C$ ДОС имеет большой промежуток, вызванный близостью, который закрывается и снова открывается уже при $H \geq 0.5T_C$, затем при $H \approx 3T_C$ начинает появляться подщелевая зона, и, наконец, при $H=7T_C$ она полностью закрывает разрывы. Стоит отметить, что в интервале H между $H=3T_C$ и $H=5T_C$ подщелевая зона на ДОС имеет форму трезубца. Метод расчета не полностью стабилен для этой области, и такое свойство может быть числовым артефактом, однако в целом поведение аналогично изученным трехпиковым ДОС в F -слое структур типа «SFIFS» [123; 124].

Плотность состояний s -слоя демонстрирует нетривиальные свойства в области малых H (рис. 2.13 b, d). В интервале $H \leq 0.5T_C$ сверхпроводниковые пики шире, чем в других областях, и в области закрытия щели $H \approx 3T_C$ появляются надщелевые состояния. Такие свойства появляются благодаря эффективной близости от F -слоя. При более высоких обменных энергиях «трехзубец» также появляется и в s -слое, но, как обычно, его амплитуда меньше единицы.

Наличие подщелевых состояний также приводит к появлению дополнительных признаков на ВАХ (рис. 2.13 e). Например, при $H=5.2T_C$ имеется дополнительный пик на токовой кривой, который появляется при $eV/T_C \approx 2.3$ и соответствует наличию подще-

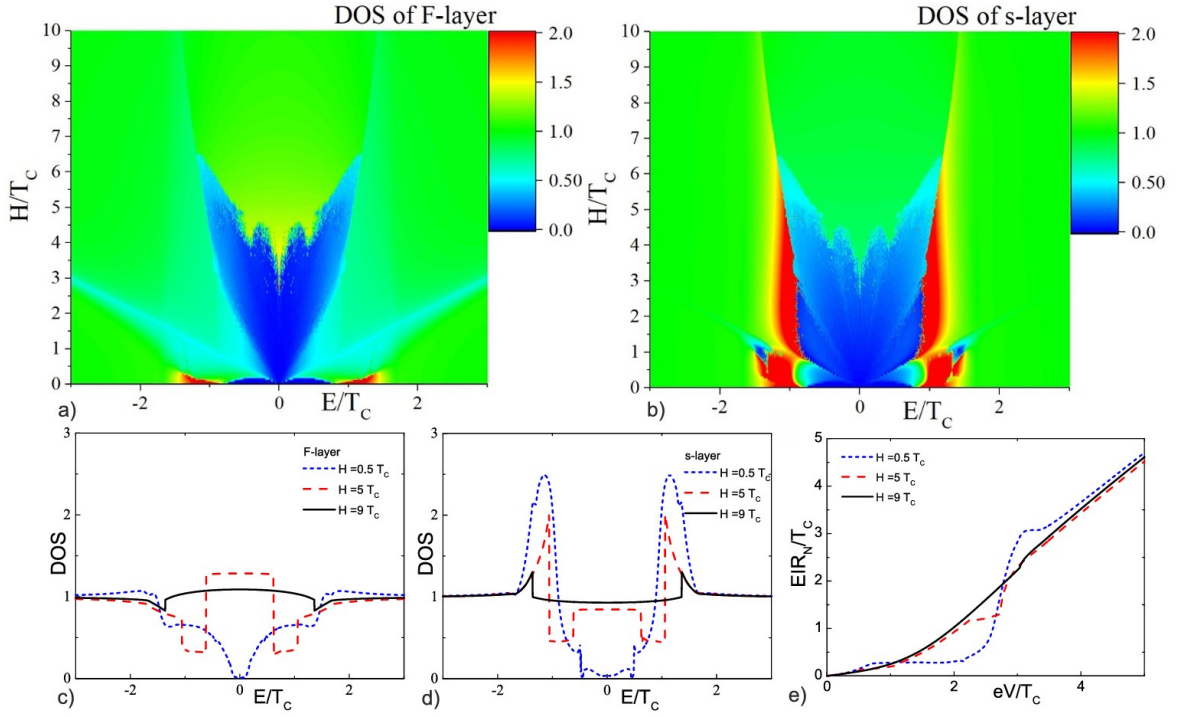


Рис. 2.13: ДОС «sFS»-структуры с маленькими толщинами F- и s-слоев ($d_F=0.5\xi_S$, $d_s=0.6\xi_S$) а) внутри середины F-слоя и б) на поверхности s-слоя как функции обменной энергии H ; панели с) и d) показывают ДОС внутри середины F-слоя с) и на свободной поверхности s-слоя d) для малого ($H=0.5T_C$, синяя короткая пунктирная линия), промежуточного ($H=5T_C$, красная пунктирная линия), и большого ($H=9T_C$, черная сплошная линия) обменных полей; панель е) демонстрирует ВАХ SIsFS-соединения с малой, промежуточными и большой обменными энергиями. Другие параметры SIsFS-структуры: $d_S=10\xi_S$, $\gamma_B=0.3$, $T=0.5T_C$.

левого плато, которое хорошо видно на панели d) того же рисунка. В то же время при $H \approx 3T_C$ наблюдается пик при $eV/T_C \approx 0.7$, что соответствует разнице между объемным зазором в S-электроде и минизазором s-слоя. Этот пик отсутствует при очень малых и очень больших обменных полях: в первом случае сверхпроводниковый пик равен пику объемного сверхпроводника из-за сильной эффективной близости с s-слоем, а во втором случае собственная сверхпроводимость почти полностью подавляется в s-пленке, и положение пика определяется снова значением пиков объемного электрода.

2.2.4 Особенности структуры в окрестности 0- π -перехода

Тем не менее, приведенные выше результаты не демонстрируют каких-либо свойств 0- π -перехода. В первом случае толстого F-слоя при $d_F=2\xi_S$ нет поддержки объемного сверхпроводника в s-слое, и ДОС становится похожим на нормальный металл в интересной области параметров, связанных с 0- π -переходом. Во втором случае ($d_F=0.5\xi_S$) 0- π -переход требует слишком большого значения обменной энергии, что также при-

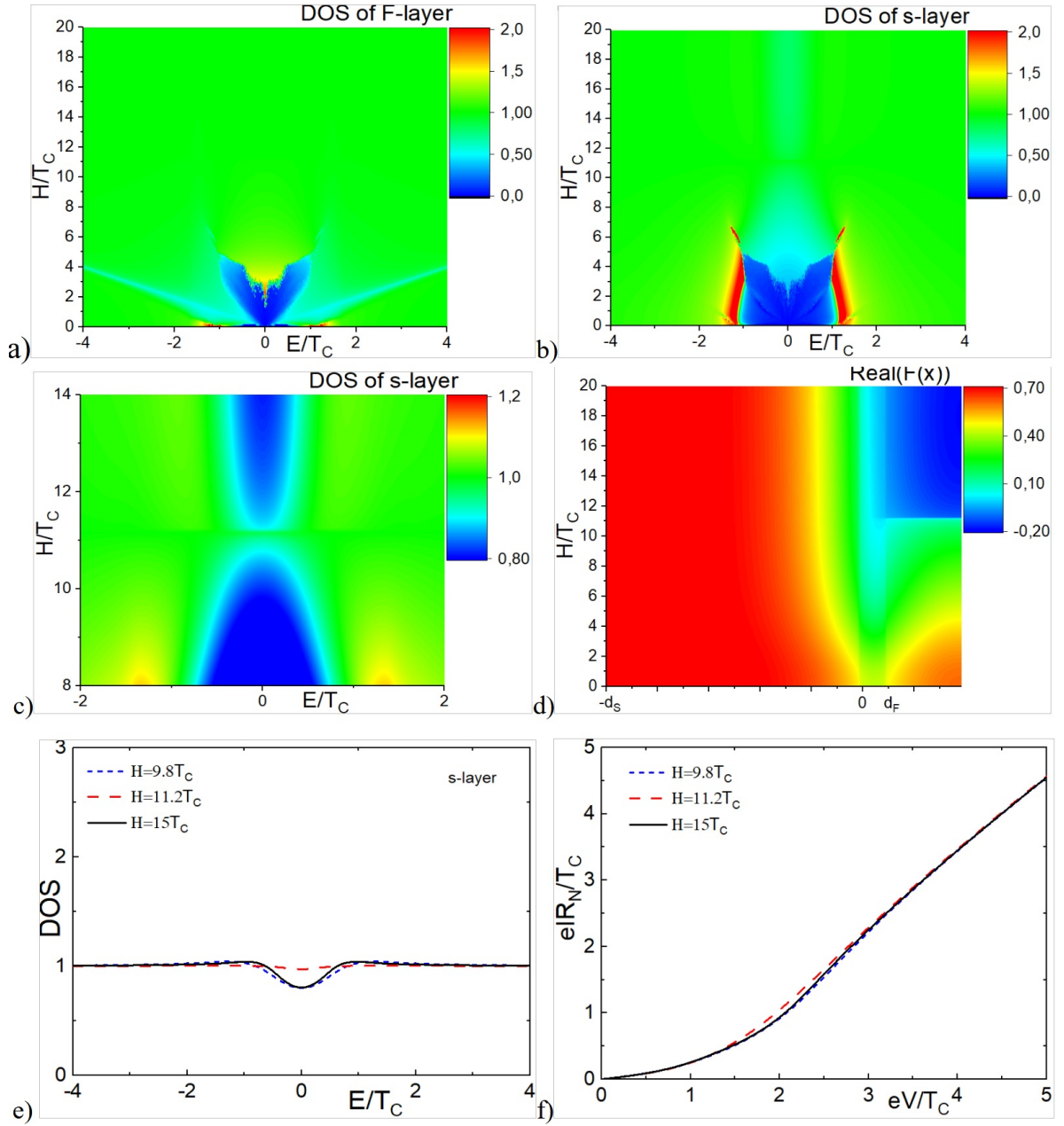


Рис. 2.14: Электронные свойства SIsFS-соединения с толщами $d_F=\xi_S$, $d_s=3\xi_S$, $\gamma_B = 0.3$ для различной обменной энергии H . Верхние панели показывают ДОС а) внутри середины F-слоя и б) на поверхность s-слоя; в) демонстрирует увеличенный ДОС s-слоя в области $0-\pi$ -перехода, отмеченного пунктирной линией на панели с); на панели d) представлено соответствующее пространственное распределение пары амплитуд $F(x, H)$, рассчитанное на 1-й мадубаровской частоте, на е) выбраны ДОС на поверхности s-слоя в 0 -состоянии (синяя короткая пунктирная линия), π -состояние (черная сплошная линия) и внутри $0-\pi$ перехода (красная пунктирная линия). f) показывает ВАХ соответствующего SIsFS-перехода внутри 0 , π и промежуточного состояния. Другие параметры SIsFS-структуры: $d_S=10\xi_S$, $\gamma_B=0.3$, $T=0.5T_C$.

водит к исчезновению некоторых эффектов. Чтобы выявить свойства этого перехода, рассмотрим случай с толщиной ферромагнитного слоя $d_F = \xi_S$, который уменьшает значимость проникающей близости, но все-таки позволяет получить переход.

На рис. 2.14d показано пространственное распределение действительной части аномальной функции Грина $\text{Real}(F)$ на 0-ой мадубаровской частоте в зависимости от обменной энергии H . Увеличение последней обеспечивает изменение знака $\text{Real}(F)$ в тонком s-слое в окрестности значения $H = 11T_C$. Этот переход практически не влияет на плотность состояний внутри ферромагнитного слоя (панель а), поскольку он практически нормален, как и в других структурах с большим обменным полем. В то же время 0- π -переход может быть обнаружен из ДОС на поверхности тонкого s-слоя, как это показано на панелях (а), (b), (с) соответствующего рисунка. Как и в предыдущих случаях, ДОС этого слоя имеет полную щель в области малых H , конечную подщелевую зону в интервале обменных полей 2-5 T_C и бесщелевые состояния при более высоких обменных энергиях.

В то же время даже в бесщелевом состоянии наблюдается незначительное уменьшение ДОС около нуля энергии. Значение этого признака чувствительно к 0- π -переходу, как это показано на увеличенном изображении на рис. 2.14d. В точке перехода это уменьшение исчезает и снова восстанавливается в области π -состояния с почти такой же глубиной нулевой энергии (панель е). Это изменение обеспечивает несколько более прямую токовую кривую на ВАХ SIsFS-соединения SIsFS в точке 0- π -перехода (рис. 2.14f, но этого изменения недостаточно для обнаружения перехода с учетом резистивной ветви ВАХ. В то же время прямые экспериментальные измерения ДОС локальной поверхности s-слоя, вероятно, могут выявить 0- π -переход.

2.2.5 Влияние прозрачности границ между слоями

Пространственные вариации параметра прозрачности γ_B между сверхпроводником и ферромагнитным металлом могут быть также причиной неоднородности ДОС в гибридных структурах. Рассмотрим влияние параметра границы на ДОС SF-структуры с толщинами $d_F = \xi_S$, $d_s = 2\xi_S$ (рис. 2.15). Представленные зависимости указывают на конкуренцию между тремя процессами в системе. Первый – проникающий эффект от объемного S-электрода, реализующийся в случае чрезвычайно прозрачных границ всех интерфейсов ($\gamma_B \rightarrow 0$). В этом случае преобладает корреляция, обусловленная близостью, поддерживающая сверхпроводимость в бислое и обеспечивающая хорошо сформированный зазор как в ферромагнитном, так и в тонком сверхпроводящем s-слое. На графиках это область с ($0 < \gamma_B < 1$).

Появление конечного граничного сопротивления ослабляет влияние S-электрода, и здесь начинает играть ключевую роль второй процесс – непосредственная связь между слоями s- и F-слоями. Тогда в интервале γ_B между 1 и 3 на ДОСах обоих слоев форми-

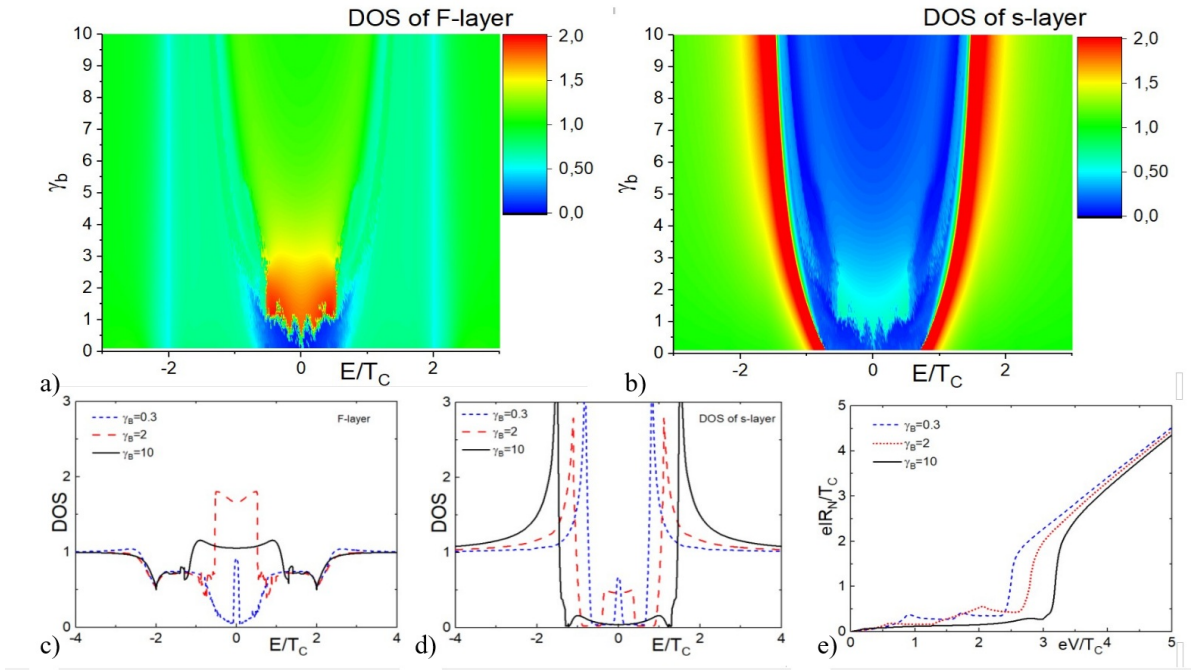


Рис. 2.15: ДОС sFS-структуры с тонкой и промежуточной толщинами F- и s-слоев соответственно ($d_F = \xi_S$, $d_s = 2\xi_S$) и обменной энергией $H = 2T_C$ а) внутри середины F-слоя и б) на поверхности s- пленки в зависимости от параметра прозрачности γ_B ; панели с, d) показывают ДОС внутри середины F-слоя с) и на свободной поверхности s-слоя d) для прозрачной границы $\gamma_B = 0.3$ (синяя короткая пунктирная линия), границы с промежуточной прозрачностью $\gamma_B = 2$ (красная пунктирная линия) и жесткая граница $\gamma_B = 10$ (черная сплошная линия); е) демонстрирует ВАХ SISFS-соединения с малой, промежуточной и большой толщиной s-слоя. Другие параметры SISFS-структуры: $d_s = 10\xi_S$, $T = 0.5T_C$.

руется значительная подщелевые зоны, обусловленные распариваем сверхпроводимости за счет влияния ферромагнетика.

Наконец, при очень большом сопротивлении интерфейса ($3 < \gamma_B < 10$) s-слой начинает быть защищенным от какого либо влияния S- и F-слоев, и ДОС в нем постепенно восстанавливает свойства объемного сверхпроводника, то есть формируются когерентные сверхпроводящие пики. Тем не менее, подщелевые состояния все еще заметны даже при $\gamma_B = 10$ (рис. 2.15 d).

На ВАХ такие вариации γ_B в основном приводят к изменению положения сверхпроводниковых пика, что приводит к сдвигу падения тока (панель е). Тем не менее, небольшие дополнительные пики предоставляют некоторую информацию о наличии подщелевых особенностей и о фактическом значении потенциала спаривания в s-слое.

Следует также отметить, что в случае очень тонких s- и F-слоев проникающая близость может обеспечить значительное увеличение зазора в случае малых γ_B . Оно может появиться, когда индуцированная мини-щель в бислое больше, чем собственная щель

s-слоя в такой системе.

2.3 Выводы к главе 2

В данной главе исследовались сверхпроводящие гетероструктуры (S-F/N-бислои и SIsFS-структура) путем анализа плотности состояний (ДОС), а также ВАХ и дифференциальной проводимости Nb/CuNi-бислоя. Данный метод условно можно назвать джозефсоновской туннельной спектроскопией.

В первой части главы исследовался S-F/N-бислой (Nb/CuNi) с целью определения влияния различных параметров (толщина слоя d_N , прозрачность границы γ_B , обменное поле H и тд.) на ДОС. В результате было показано, что в немагнитных кластерах (SN-структура) в достаточно большом интервале параметров мини-щель (уменьшенные когерентные пики) в ДОС сохраняется. В ферромагнитных же кластерах (SF-структура) ключевую роль играет обменная энергия, которая вызывает расщепление пиков ДОС (эффект Зеемана) и появление нулевого пика при промежуточных обменных энергиях порядка Δ_{BULK} . Экспериментальные данные СТМ/СТС, указывающие на неоднородность CuNi (чередование ферромагнитных и немагнитных областей), были подтверждены теоретическими расчетами для SF- и SN-бислоев. Подобранные параметры выглядят адекватно и являются хорошим приближением для оценки подобных сверхпроводящих гетероструктур.

Во второй части главы было исследовано влияние тонкого s-слоя и F-ферромагнетика на сверхпроводящие свойства в SIsFS-структуре. Путем анализ было получено, что при малых толщинах s-слоя ($d_s < \xi_s$) ДОС напоминает SN-структуру с мини-щелью. При увеличении обменного поля в F-слое ДОС в s-слое демонстрирует подщелевые состояния и переход в нормальное состояние. Вблизи 0- π перехода наблюдаются особенности ДОС, связанные с изменением фазы сверхпроводящего параметра порядка. Прозрачность SF-границы влияет на степень подавления сверхпроводимости в s-слое. Проведенные расчеты показывают, что ДОС в s-слое и, следовательно, ВАХ может служить индикатором фазового состояния SIsFS структуры.

Таким образом, разрабатываемый метод «джозефсоновской спектроскопии» является перспективным для анализа сложных гетероструктур.

Глава 3

Спиновый вентиль на базе многослойных структур сверхпроводник - ферромагнетик

Одной из ключевых задач сверхпроводниковой электроники является разработка энергонезависимых и малорассеивающих элементов управления и памяти [127; 173—177]. Значительный вклад в проектирование нейроморфных схем, центров обработки данных, суперкомпьютеров и квантовых компьютеров могут внести именно такие элементы. Перспективным и современным направлением в создании подобных устройств является применение гибридных структур, включающих сверхпроводники (S) и ферромагнетики (F) [178—181]. Взаимодействие ферромагнитного и сверхпроводящего порядков в SF-структурах способно привести к ряду уникальных эффектов, что открывает возможности для создания эффективных сверхпроводящих спиновых вентилях (ССВ) [182—184]. В зависимости от физического параметра управления, ССВ можно классифицировать на три типа. К ним относятся устройства, в которых изменение взаимной ориентации магнитных моментов F-пленок приводит к изменению критического тока [185—187], критической температуры [79; 188—190] или кинетической индуктивности [176; 191].

Базовая конфигурация разрабатываемого устройства ССВ показана на рисунке 3.1. Она включает в себя массивный S-электрод и многослойную структуру $F_1S_1F_2s$, состоящую из тонких ферромагнитных ($F_{1,2}$) и сверхпроводящих (S_1, s) слоев. Сверхпроводимость во внешней s-пленке структуры $SF_1S_1F_2s$ обеспечивается как за счет собственных сверхпроводящих корреляций, так и благодаря эффекту близости с массивным S-электродом. Интенсивность этих источников сверхпроводимости, а значит, и параметр порядка Δ_s во внешней s-пленке, а также кинетическая индуктивность структуры, зависят от взаимной ориентации векторов намагниченности F-слоев. Предполагается, что наличие объемного S-электрода должно увеличить (в сравнении со спиновыми венти-

лями $F_1S_1F_2s$) различие в величине Δ_s между параллельной П и антипараллельной АП ориентациями векторов намагниченности. Тем не менее, количественные оценки максимальной величины спин-вентильного эффекта еще не получены. Кроме того, не определены диапазоны структурных параметров материала $SF_1S_1F_2s$, при которых достигается этот максимум. Представленная часть диссертации как раз и нацелена на решение этих вопросов.

Данная глава состоит из трех частей. В первой части исследуется спин-вентильный эффект базовой $SF_1S_1F_2s$ -структуры. Здесь будет показано, что при перемагничивании из антипараллельной (АП) в параллельную (П) ориентацию $F_1S_1F_2$ -части меняется сверхпроводимость на SF_1 -интерфейсе в сверхпроводящем S-электроде. Вследствие этого будет изменяться передача сверхпроводящих свойств от S-электрода в тонкий s-слой. Причем, в последнем сверхпроводимость может восстанавливаться значительно. В этом и будет заключаться сверхпроводящий триггерный эффект. Подбирая параметры, можно добиться величины спин-вентильного эффекта в s-слое порядка T_C .

Во второй части главы к структуре будет добавлен изолятор I и сверхпроводящий электрод S. Будет рассчитан сверхпроводящий ток такой $SF_1S_1F_2sIS$ -структуры как функция угла разориентации векторов намагниченности F_1 и F_2 и показаны основные режимы работы данного джозефсоновского вентиля.

В третьей части главы к основной структуре будет добавлен слой низкоомного нормального металла. В такой $SF_1S_1F_2sN$ системе будет рассчитана кинетическая индуктивность в зависимости от разориентации векторов намагниченности F_1 и F_2 . Также будет показано, что на распределение протекающего по структуре поперечного тока сильно влияет наличие низкоомного нормального металла.

3.1 Эффект близости в сверхпроводниковом триггерном венти́ле

Предполагается, что условия грязного предела удовлетворены для всех пленок в многослойной $SF_1S_1F_2s$ -структуре, а ориентация векторов намагниченности F-пленок $M_{1,2}$ в данной части главы будет рассматриваться только параллельная и антипараллельная. При соблюдении этих условий проблема близости в ССВ $SF_1S_1F_2s$ будет исследоваться в рамках одномерных уравнений Узаделя [24] с граничными условиями Куприянова-Лукичева [29] на границах SF и Fs из предыдущей главы.

Ниже для характеристики степени сверхпроводящих корреляций во внешней s-пленке вводится величина параметра порядка Δ_s на ее свободной поверхности, а также и ее разность $\delta = |\Delta_{\uparrow\downarrow}| - |\Delta_{\uparrow\uparrow}|$, значений Δ_s , рассчитанных для антипараллельной ($|\Delta_{\uparrow\downarrow}|$) и параллельной ($|\Delta_{\uparrow\uparrow}|$) направлений векторов намагниченности F-слоев.

Сформулированная краевая задача (2.1)-(2.3) была решена численно. Температура

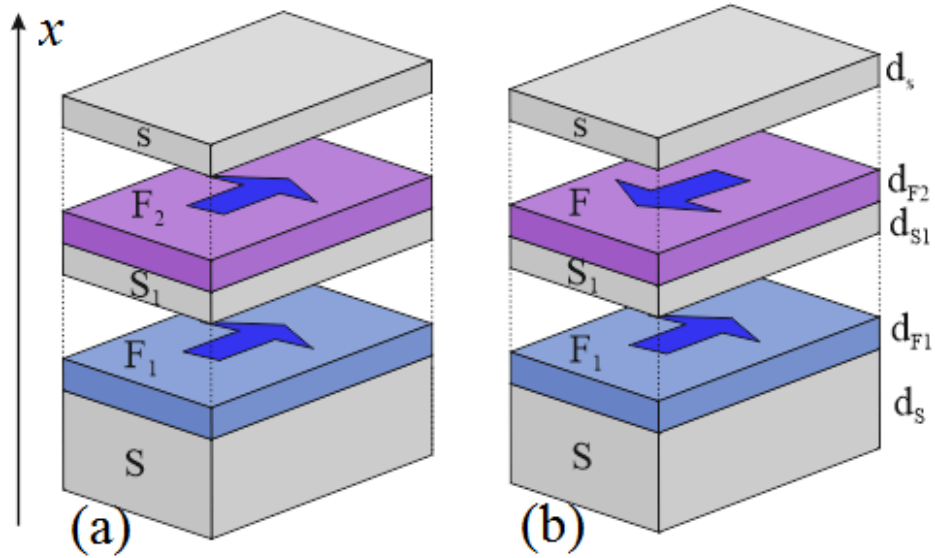


Рис. 3.1: Эскиз $SF_1S_1F_2S$ -структуры в П (a) и АП (b) ориентациях намагниченности. Обратите внимание, что верхний s-слой может быть переведен из сверхпроводящего состояния в нормальное и обратно путем управления магнитной структурой вентиля.

системы $T = 0.5T_C$ и толщина толстого S-слоя $d_S = 5\xi_S$ были фиксированы. Также сначала использовалась обменная энергия $H_p = 100T_C$ и параметр подавления на границе $\gamma_B = 0.3$ для обеих F-пленок и для всех FS-границ. Эти параметры типичны для границ раздела Nb с ферромагнитными сплавами (см. обзор [71] и ссылки в нем), рабочая температура жидкого гелия 4.2 К и критическая температура T_C около 9 К для Nb.

Анализ начинается с исследования эффекта близости в сверхпроводящем спиновом вентиле ССВ $SF_1S_1F_2S$ при условии, что удельное сопротивление ($\rho_F = \rho_S$) всех материалов структуры одинаково, длины когерентности $\xi_{F1} = \xi_{F2}$, а толщины S- и F-слоев составляют $d_{F1} = 0.15\xi_S$, $d_{S1} = 0.2\xi_S$, $d_{F2} = 0.25\xi_S$. На рисунке 3.2а-с представлены зависимости параметра порядка Δ_s на свободной поверхности s-слоя и параметра δ (панель d) от толщины d_s в случаях параллельной (П, пунктирные линии) и антипараллельной (АП, сплошные линии) ориентаций векторов намагниченности $\mathbf{M}_{1,2}$ для $SF_1S_1F_2S$ - и $F_1S_1F_2S$ -структур, последняя из которых не имеет нижнего сверхпроводящего электрода. Кривые построены для различных отношений ξ_F/ξ_S , равных 1; 2.5 и 2.7. Как и ожидалось, переход от параллельной ориентации векторов $\mathbf{M}_{1,2}$ к антипараллельной сопровождается увеличением модуля параметра порядка Δ_s на свободной поверхности s-пленки. Важно отметить, что при $\xi_F/\xi_S = 1$ и $\xi_F/\xi_S = 2.5$ переключение сопровождается сменой знака параметра порядка.

Следует особо подчеркнуть, что увеличение отношения ξ_F/ξ_S фактически эквивалентно уменьшению толщины F-пленок, выраженной в единицах ξ_F . Именно этим объясняется наблюдаемый рост $\Delta_s(d_s)$ с увеличением ξ_F/ξ_S при фиксированном значении d_s/ξ_S .

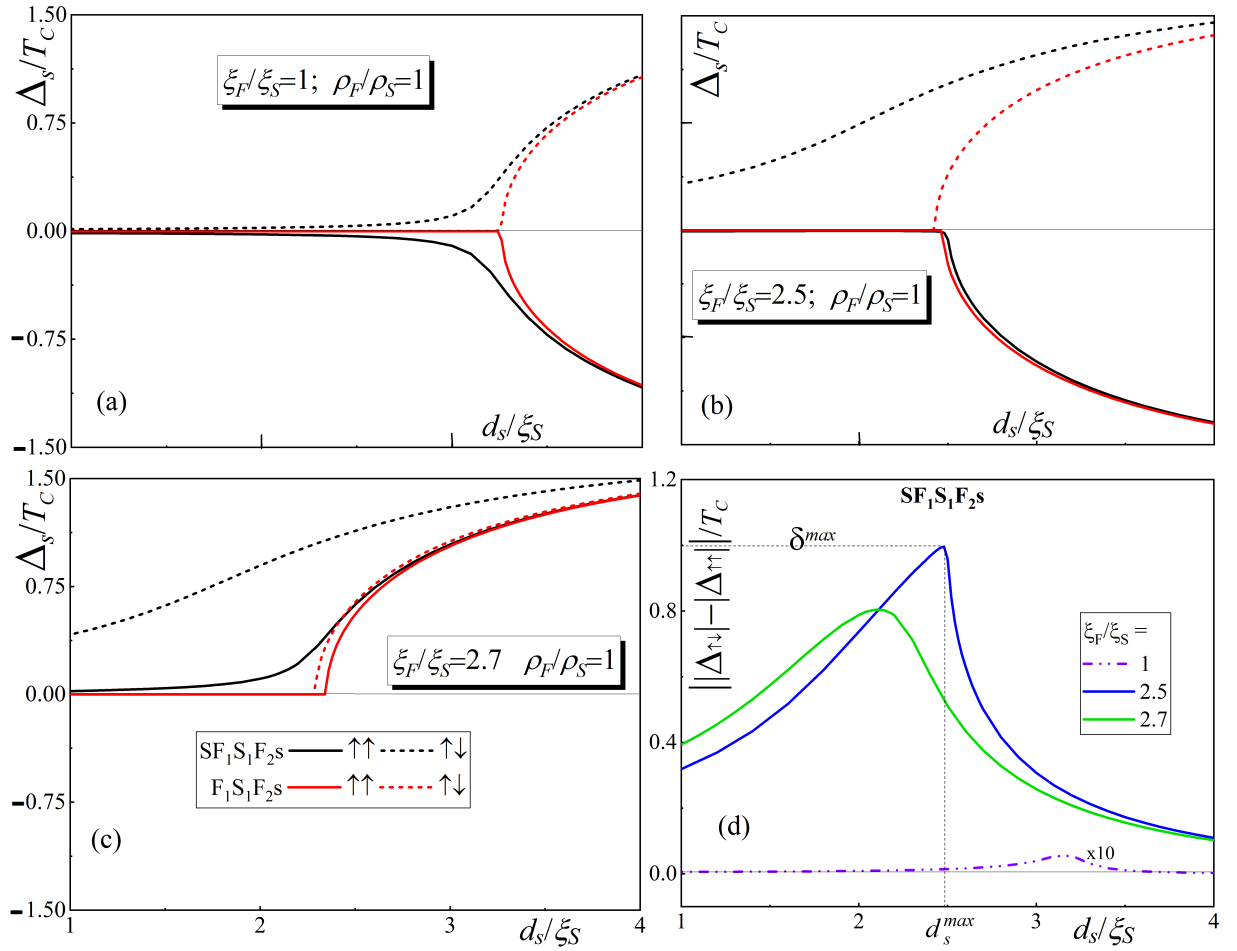


Рис. 3.2: Зависимость параметра порядка на свободной поверхности s-слоя Δ_s (панели а-с) от d_s в случае П- и АП-ориентаций векторов $\mathbf{M}_{1,2}$ (сплошные и пунктирные линии соответственно) для структур $\text{SF}_1\text{S}_1\text{F}_2\text{s}$ и $\text{F}_1\text{S}_1\text{F}_2\text{s}$ (черный и красный цвета соответственно). Кривые рассчитаны для трех значений параметра ξ_F/ξ_S равных 1; 2.5 и 2.7 (панели а, с и d соответственно). Зависимость параметра δ (панель d) от d_s для значений параметра ξ_F/ξ_S равных 1; 2.5 и 2.7 (черный, красный и синий цвета соответственно). На панели d значения δ , рассчитанные для $\xi_F/\xi_S = 1$, увеличены в 10 раз для наглядности. Остальные параметры структуры $\text{SF}_1\text{S}_1\text{F}_2\text{s}$ -($\text{F}_1\text{S}_1\text{F}_2\text{s}$ -): $d_S = 5\xi_S$, $d_{F1} = 0.15\xi_S$, $d_{S1} = 0.2\xi_S$, $d_{F2} = 0.25\xi_S$, $H = 100T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$, $\rho_F = \rho_S$, $\xi_{F1} = \xi_{F2}$.

Расчеты показывают, что при наибольшей эффективной толщине F-слоев ($\xi_F/\xi_S = 1$) сверхпроводящие корреляции в мультислое $\text{F}_1\text{S}_1\text{F}_2\text{s}$ полностью подавляются при $d_s = d_{cr} \approx 3.4\xi_S$ (для случая $\xi_F/\xi_S = 1$), и d_{cr} практически не зависит от взаимной ориентации векторов $\mathbf{M}_{1,2}$. Эта независимость сохраняется и при меньших толщинах F-слоев, что подтверждается расчетами при $\xi_F/\xi_S = 2.5$ и $\xi_F/\xi_S = 2.7$, где $d_{cr} \approx 2.5\xi_S$ и $d_{cr} \approx 2.4\xi_S$ соответственно. Данное поведение указывает на то, что в исследуемой структуре отсутствует классический эффект спинового вентиля, связанный с изменением эффективной обменной энергии в ферромагнитной части устройства, воздействующей на s-сверхпроводник. Другими словами, сверхпроводимость s-слоя в $\text{F}_1\text{S}_1\text{F}_2\text{s}$ -системе

обусловлена исключительно эффектом близости с F_2 -пленкой.

В структурах $SF_1S_1F_2s$ ситуация кардинально меняется. Дополнительную поддержку сверхпроводимости в s -пленке обеспечивает наличие массивного сверхпроводящего S -электрода, наиболее слабое влияние которого смещено ближе к центру структуры. Это видно из формы черных кривых на рисунке 3.2а: величина $|\Delta(d_s)|$ при $\xi_F/\xi_S = 1$ и $d_s = d_{cr}$ смещается от 0 до порядка $0.5T_c$, а зависимость плавнее падает до 0 после $d_s < d_{cr}$.

Важно отметить, что при заданном d_s изменение направления вектора намагниченности одного из F -слоев на противоположное сопровождается изменением знака Δ_s , сохраняя разницу δ на пренебрежимо малом уровне. Это означает, что толщина пленки F_2 оказывается настолько большой, что дополнительная сверхпроводящая поддержка, обеспечиваемая S -слоем, практически не достигает s -пленки и обеспечивает только сдвиг фаз между сверхпроводящими корреляциями в S - и s -частях структуры $SF_1S_1F_2s$. Следует обратить внимание, что в системе близости F_2s (то есть когда на s -слой действует только влияние F_2 -слоя) величина Δ_s не зависит от фазы корреляции, приводящей к $\delta = 0$. Небольшое отклонение δ от нуля, найденное в результате расчетов, обусловлено эффектом близости между частями SF_1S_1 и F_2s структуры $SF_1S_1F_2s$.

Уменьшение эффективной толщины ферромагнитных слоев приводит к увеличению взаимного влияния блоков $SF_1S_1F_2$ и F_2s частей структуры. Рисунок 3.2b,c показывает, что при $\xi_F/\xi_S = 2,5$ и $\xi_F/\xi_S = 2,7$ наблюдается существенное увеличение абсолютных значений δ . На рисунке 2d видно, что зависимость Δ_s является немонотонной функцией толщины s -слоя. Она достигает максимума при $d_s = d_s^{max} \approx d_{cr}$.

При $d_s \leq d_{cr}$ и параллельной ориентации векторов $M_{1,2}$ сверхпроводимость в s -слое оказывается практически полностью подавленной и слабо зависящей от d_s . В этой области толщин наблюдаемый рост δ с ростом d_s обусловлен ростом индуцированной в s -слое сверхпроводимости, которая происходит в АП-конфигурации векторов $M_{1,2}$.

При $d_s > d_{cr}$ в s -пленке имеет место собственная сверхпроводимость. Это проявляется ростом модуля Δ_s с ростом d_s и монотонным убыванием зависимости Δ_s . Чем больше d_s , тем сильнее собственная сверхпроводимость в s -пленке и Δ_s ближе к нулю.

Рисунок 3.3 позволяет глубже понять характеристики эффекта близости в структуре $SF_1S_1F_2s$. Они демонстрируют пространственное распределение модуля парной амплитуды $F(x) = \Phi_{p,\omega} / \sqrt{\tilde{\omega}_p^2 + \Phi_{p,\omega}\Phi_{p,-\omega}^*}$ (панель а) и ее фазы $\Theta(F) = \arctan(Im(F)/Re(F))$ (панель б), рассчитанной для первой частоты Мацубары и $\xi_F/\xi_S = 2.5$, $d_s = d_s^{max} = 2.5\xi_S$. Результаты, полученные при параллельной и антипараллельной ориентациях векторов намагниченности F -пленки, показаны сплошными черными и штриховыми красными кривыми соответственно. Синие прямоугольники обозначают области, занятые ферромагнитными слоями.

Можно заметить, что представленные кривые качественно отличаются от анало-

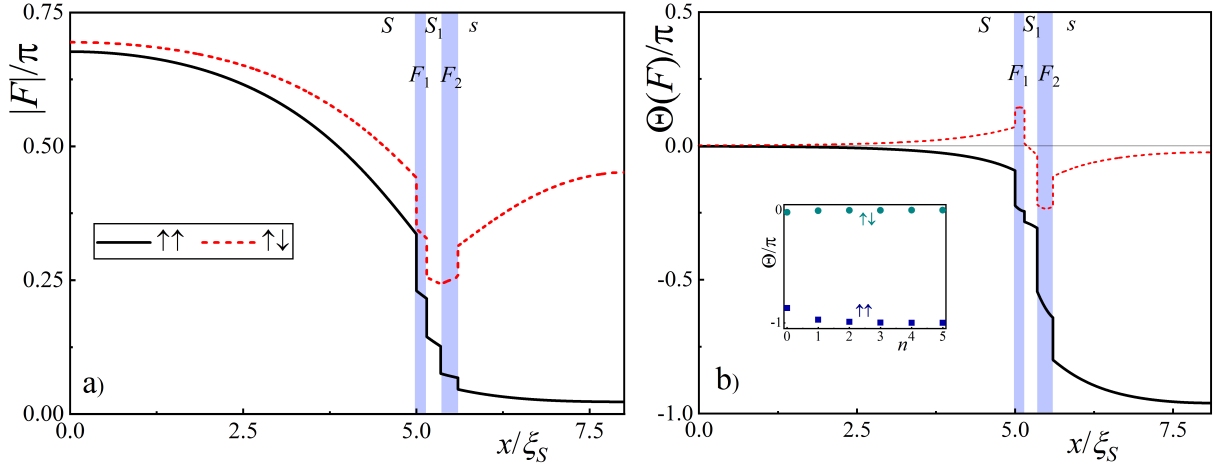


Рис. 3.3: Пространственные распределения модуля амплитуды спаривания F и их фаз Θ на первой частоте Мацубары (панели а и б соответственно), рассчитанные для $\xi_F/\xi_S = 2.5$, $d_s = 2.5\xi_S$ и П- и АП-ориентаций (черные сплошные и красные пунктирные линии соответственно). Синие прямоугольники обозначают области, занятые ферромагнитными слоями. Вставка на панели б показывает значение фазы на свободной поверхности s -слоя Θ_s для разных частот Мацубары. Остальные параметры структуры $SF_1S_1F_2S$: $d_S = 5\xi_S$, $d_{F1} = 0.15\xi_S$, $d_{S1} = 0.2\xi_S$, $d_{F2} = 0.25\xi_S$, $H = 100T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$, $\rho_F = \rho_S$, $\xi_{F1} = \xi_{F2}$.

гичных зависимостей, характеризующих эффект близости в многослойных структурах SN и SF с ферромагнитной пленкой на свободной поверхности. В случае многослойных структур SN также должны наблюдаться скачки модуля F на границах раздела. Однако эти скачки не приводят к изменению фазы функций $F(x)$. Она не зависит от пространственной координаты и должна совпадать с фазой массивного S-электрода.

В многослойных SF-структурах затухание сверхпроводящих корреляций в F-слоях имеет осциллирующий характер. Эта особенность приводит к тому, что на границах раздела возникают скачки как модуля, так и фазы аномальных функций. На рисунке 3.3 показано, что амплитуды этих скачков могут отличаться на соседних границах. Условие равенства нулю нормальной производной аномальных функций F выделяет из всех возможных пространственных конфигураций только те, которые обеспечивают экстремум F на внешней поверхности F-слоя. Такая синхронизация фаз приводит к тому, что среди всех возможных пространственных конфигураций $F(x)$ реализуются только те, в которых разность фаз между массивным S-электродом и внешним F-слоем равна либо 0, либо π .

Исследуемая нами структура $SF_1S_1F_2S$ заканчивается s -пленкой, в которой пространственные вариации не имеют осциллирующего характера. В этом случае скачки модуля и фазы функций F на внутренних границах раздела накладывают такую пространственную зависимость $\Theta(x)$, которая обеспечивает отсутствие тока в много-

слоистой структуре. По этой причине значения $\Theta(d_s)$ на рисунке 3.3b незначительно отличаются от 0 в АП-состоянии и не равны π при параллельной ориентации векторов намагниченности для нулевых частот Мацубары и достаточно быстро сходятся к π с увеличением их номера (вставка на рисунке 3.3b).

Из проведенного анализа эффекта близости можно сделать три важных вывода.

Во-первых, в структуре $SF_1S_1F_2s$ наблюдается рассогласование фаз аномальных функций Грина на свободной поверхности s-пленки. Они не совпадают друг с другом и не соответствуют фазе параметра порядка. Эта проблема должна учитываться при проектировании любых устройств, содержащих такую структуру в качестве электрода в многослойном туннельном переходе [192] или в качестве кинетического индуктора в детекторах или нейроморфных схемах [181].

Во-вторых, было показано, что при $\xi_F/\xi_S = 2.5$ и фиксированных значениях остальных параметров исследуемой структуры значительный эффект спинового переключения реализуется при толщине s-слоя $d_s \approx d_{cr}$. А именно, переключение взаимной ориентации векторов намагниченности F-слоев сопровождается изменением величины модуля параметра от значений, близких к нулю, до значений, сравнимых с величинами Δ в массивном S-электроде.

В-третьих, значительная разница между d_{cr}^P и d_{cr}^{AP} доказывает возможность использования стандартного спинового вентиля $SF_1S_1F_2$ не только для стандартных операций контроля сверхпроводимости в S-слое, но и как инструмента для переключения сверхпроводимости в части F_2s структуры, слабо связанной со спиновым вентилем $SF_1S_1F_2$. Таким образом, спиновой вентиль $SF_1S_1F_2$ фактически выполняет функцию триггера, включающего или выключающего сверхпроводимость в части F_2s устройства $SF_1S_1F_2s$. В дальнейшем будет проанализировано, насколько устойчив полученный триггерный эффект (ТЕ), исследуя зависимость максимально достижимого значения $\delta(d_s) = \delta^{max}$ и толщины s-слоя $d_s = d_s^{max}$, при которой этот максимум достигается, от материальных и геометрических параметров структуры $SF_1S_1F_2s$.

3.1.1 Влияние свойств материалов и геометрических размеров структуры на триггерный эффект

Выводы, сформулированные выше, были основаны на расчетах, выполненных для $\rho_F = \rho_S$ и трех фиксированных соотношений ξ_F/ξ_S . Чтобы понять, насколько они устойчивы к изменению этих соотношений, была рассчитана карта, представленная на рисунке 3.4 а,б. Значения всех остальных параметров оставались такими же, как при расчете кривых, показанных на рисунке 3.2.

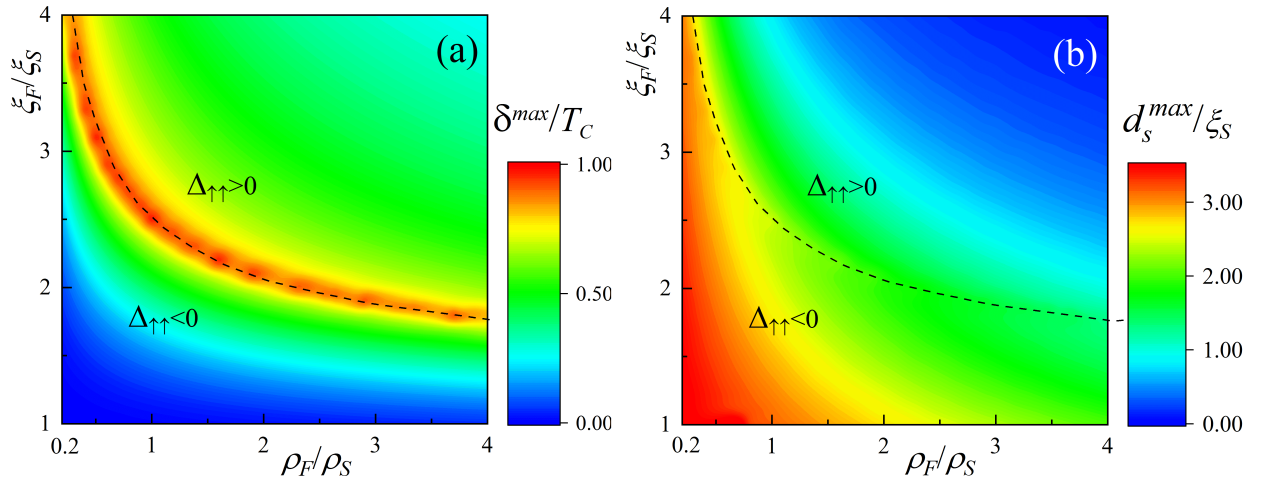


Рис. 3.4: Карта материальных параметров ферромагнетиков ρ_F , ξ_F для максимальной разницы при перемагничивании δ^{max} (a) и достигаемой при толщинах d_s^{max} (b). Ниже пунктирной линии в П-ориентации Δ в s-слое отрицателен, выше — положителен. Остальные параметры структуры $\text{SF}_1\text{S}_1\text{F}_2\text{S}$: $d_S = 5\xi_S$, $d_{F1} = 0.15\xi_S$, $d_{S1} = 0.2\xi_S$, $d_{F2} = 0.25\xi_S$, $H = 100T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$.

Зависимость силы спин-вентильного эффекта от свойств ферромагнитного материала

На рисунке 3.4a цветовая палитра показывает значения параметра δ^{max} в зависимости от соотношений ρ_F/ρ_S и ξ_F/ξ_S . Красный цвет соответствует максимальным значениям δ^{max} . Синий цвет соответствует минимальным значениям. Пунктирная кривая делит плоскость параметров ρ_F/ρ_S и ξ_F/ξ_S на две области. В верхнем правом углу выше этой кривой значения Δ_s положительны. Ниже этой кривой они отрицательны. Видно, что в окрестности $\xi_F/\xi_S \approx 1$ (синяя область в нижней части рисунка 3.4a) значения δ^{max} близки к нулю, независимо от соотношения ρ_F/ρ_S . При $\xi_F/\xi_S \gtrsim 1.8$ наблюдается заметный триггерный эффект ($\delta^{max}/T_C \gtrsim 0.5$) практически при любом соотношении ρ_F/ρ_S . Наиболее сильный триггерный эффект $\delta^{max}/T_C \approx 1$ наблюдается в области, обозначенной пунктирной линией, где значение Δ_P меняет знак.

Вторым важным параметром на рисунке 3.2 являлась толщина s-пленки d_s^{max} , при которой триггерный эффект максимален. На рисунке 3.4b цветовая палитра показывает значения параметра d_s^{max} в зависимости от соотношений ρ_F/ρ_S и ξ_F/ξ_S . Красный цвет соответствует максимальным значениям d_s^{max} . Синий цвет соответствует минимальным значениям.

Данные, представленные на рисунке 3.4b, позволяют определить, при фиксированных значениях ρ_F/ρ_S , ξ_F/ξ_S и δ^{max} , какую толщину s-слоя следует выбрать для состояния с максимальным ТЕ. Следует отметить, что хотя максимальная амплитуда δ^{max} наблюдается в широком диапазоне параметров, соответствующая d_s^{max} различается в

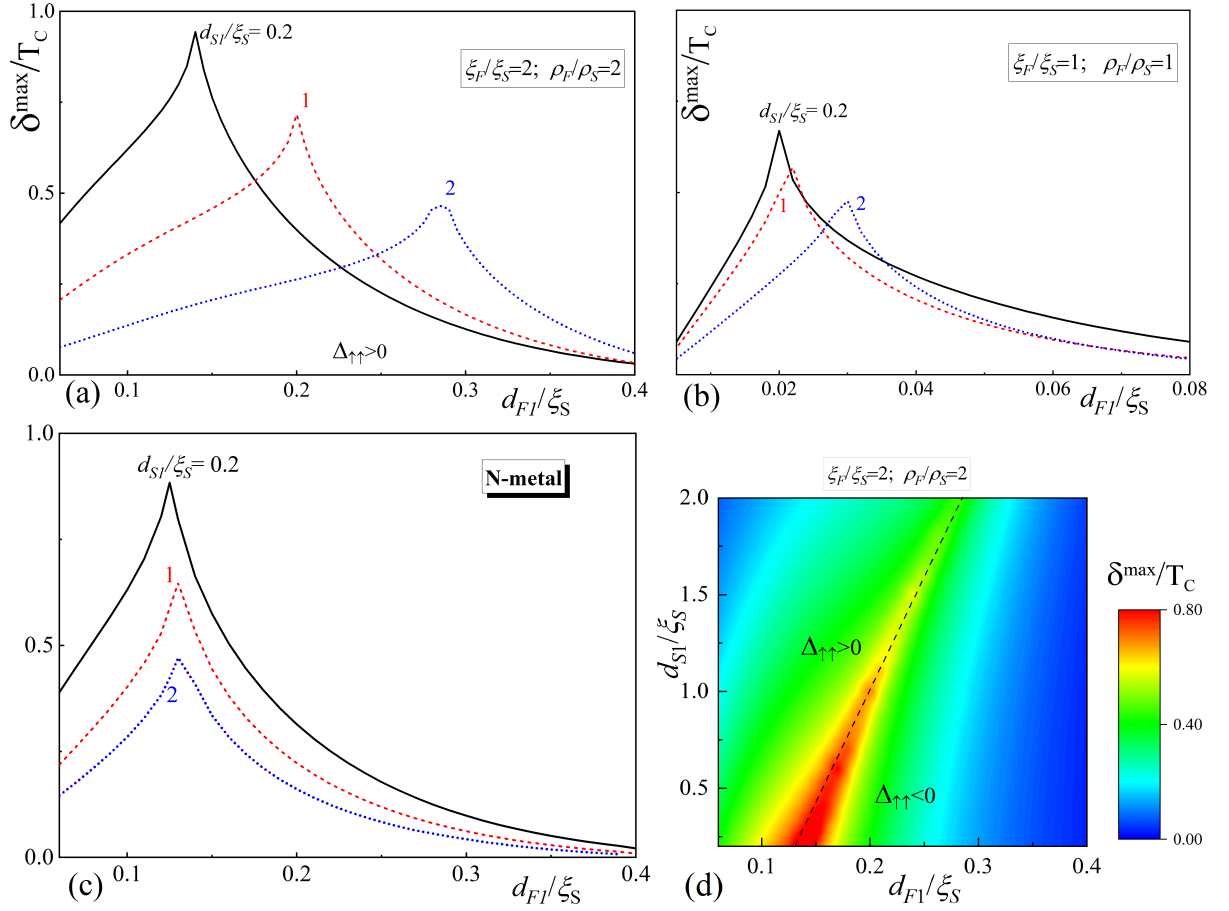


Рис. 3.5: Зависимость максимальной разницы δ^{max} при перемагничивании от толщины ферромагнетиков d_{F1} для материальных параметров $\rho_F/\rho_S = 2$, $\xi_F/\xi_S = 2$ (a) и $\rho_F/\rho_S = 1$, $\xi_F/\xi_S = 1$ (b) и для случая, когда средний слой является нормальным металлом (c). Панель d представляет собой карту зависимости δ^{max} от толщин ферромагнетиков d_{F1} и толщины сверхпроводящего среднего слоя d_{S1} . В расчетах всегда предполагалось что $d_{F2} = d_{F1} + 0.1\xi_S$. Остальные параметры структуры $SF_1S_1F_2S(SF_1NF_2S)$: $d_S = 5\xi_S$, $d_{S1} = 0.2\xi_S$, $H = 100T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$.

разных точках. Например, максимальный ТЕ достигается при $\rho_F = 0.3\rho_S$, $\xi_F = 4\xi_S$ при $d_s^{max} \approx 3\xi_S$, тогда как тот же ТЕ при $\rho_F = 4\rho_S$, $\xi_F = 1.8\xi_S$ реализуется при $d_s^{max} \approx 1\xi_S$. При проектировании малогабаритных сверхпроводящих устройств, использующих триггерный эффект в управляющих элементах, эта особенность может быть важной и полезной.

Зависимость силы спин-вентильного эффекта от толщин слоев

Для оценки влияния геометрических факторов на ТЕ всегда полагалось, что $d_{F2} = d_{F1} + 0.1\xi_S$, а также зависимость δ^{max} от d_{F1}/ξ_S исследовалась для толщин слоя S_1 , равных $0.2\xi_S$, ξ_S и $2\xi_S$. Данное соотношение для толщин ферромагнетиков было выбрано для того, чтобы обеспечить независимое перемагничивание между слоями F_1 и

F_2 в структуре спинового вентиля, что согласуется с экспериментальными данными для многослойных структур SF [176; 193]. Такой выбор сохраняет разницу в толщинах между слоями F_1 и F_2 . В этом случае фазовое добавление в части $F_1S_1F_2$ структуры изменяется в случае параллельного расположения векторов намагниченности и остается постоянным в АП-случае.

Расчеты для $\rho_F = 2\rho_S$, $\xi_F = 2\xi_S$ и $\rho_F = \rho_S$, $\xi_F = \xi_S$ представлены на рисунке 3.5. Все остальные параметры имеют те же значения, что и в разделе 3. При малых и фиксированных толщинах F-пленок увеличение d_{S1} должно сопровождаться уменьшением влияния слоя F_2 на амплитуду аномальных функций на границе SF_1 и выравниванием разницы между их значениями в П и АП конфигурациях. Это приводит к смещению d_{cr}^{AP} в сторону больших значений, сближению d_{cr}^{AP} и d_{cr}^P и подавлению δ^{max} с увеличением d_{S1} . Это подавление хорошо видно на рисунке 3.5a,b. Оно фактически означает, что увеличение d_{S1} приводит к разделению структуры $SF_1S_1F_2s$ на два слабо взаимодействующих блока SF_1S_1 и S_1F_2s . При толщинах их сверхпроводников, в несколько раз превышающих ξ_S , их собственной сверхпроводимости достаточно для синхронизации фаз параметра порядка и аномальных функций по мере удаления пространственной координаты от границ SF. В этом пределе параметр $\delta^{max} \rightarrow 0$, а значения Δ_s в П и АП конфигурациях могут отличаться только знаком.

Для больших и фиксированных значений d_{F1} сверхпроводимость вблизи границ SF сильно подавлена в первом приближении. Очевидно, что чем толще промежуточный слой S_1 , тем быстрее восстановление сверхпроводимости в АП-случае по сравнению с П-случаем. Именно поэтому параметр δ^{max} оказывается больше, чем толще d_{S1} на больших толщинах ферромагнитных слоев.

На промежуточном участке d_{F1} функции $\delta^{max}(d_{F1})$ достигают максимума. Положение максимума на шкале d_{F1} смещается в сторону больших d_{F1} с увеличением d_{S1} . Эта тенденция вполне очевидна. Ферромагнитные слои $F1$ и $F2$ являются причиной вращения фазы спаривания $\Theta(F)$, введенной ранее. Изменения $\Theta(F)$ просто аддитивны в случае нулевой толщины слоя $S1$. В то же время сверхпроводящий порядок в слое $S1$ стремится вернуть фазу к 0 и оказывает отрицательное влияние на общее вращение фазы. Чем больше области, занятые сверхпроводниками, тем толще должен быть F-слой, при котором происходит изменение знака f-функций в s слое структуры $SF_1S_1F_2s$.

На рисунке 3.5c показано, что в случае замены пленки S_1 на нормальный металл нет смещения положения $\delta^{max}(d_{F1})$ при увеличении d_{S1} . Цветовая палитра на рисунке 3.5d показывает значение δ^{max} в зависимости от соотношений d_{S1}/ξ_S и d_{F1}/ξ_S . Красный цвет соответствует максимальным значениям δ^{max} . Синий цвет соответствует минимальным значениям. Данные, представленные на рисунке 3.5d, позволяют определить, при фиксированных значениях d_{S1}/ξ_S , какую толщину F-слоя следует выбрать для реализации состояний с максимальным значением δ^{max} и положительным или отрицательным

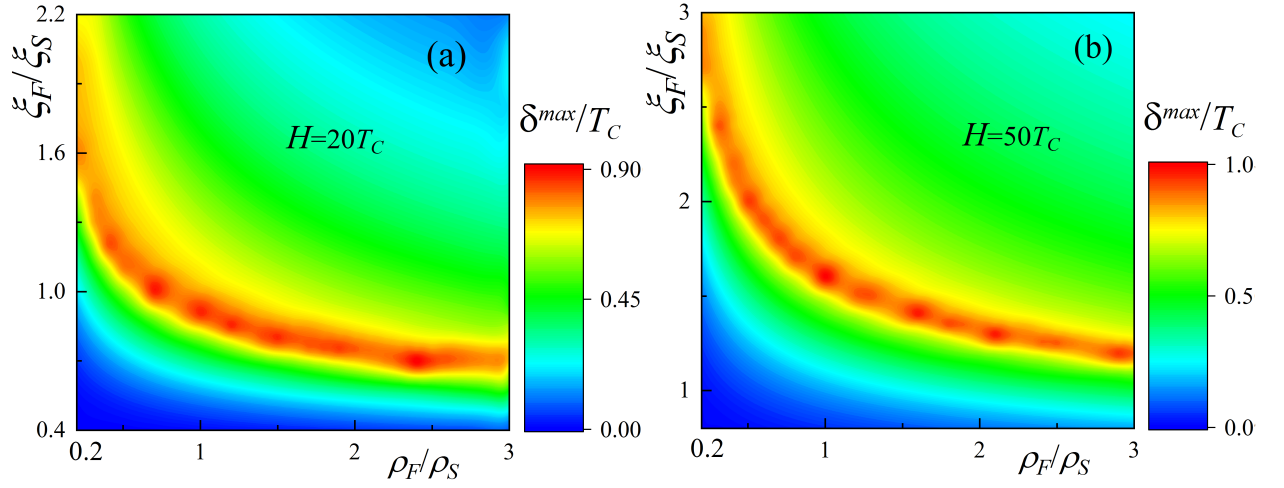


Рис. 3.6: Карта материальных параметров ферромагнетиков ρ_F , ξ_F для максимальной разницы при перемагничивании δ^{max} при энергиях обмена $H = 20T_C$ (a) и $H = 50T_C$ (b). Остальные параметры структуры $\text{SF}_1\text{S}_1\text{F}_2\text{S}$: $d_S = 5\xi_S$, $d_F = 0.15\xi_S$, $d_{S_1} = 0.2\xi_S$, $d_{F_1} = 0.25\xi_S$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$.

значением $\Delta_s(d_s)$. Для удобства все значения d_s^{max} , при которых достигается δ^{max} , не показаны на рисунке 3.5.

Зависимость силы спин-вентильного эффекта от величины обменной энергии

Наконец, было изучено влияние энергии обмена ферромагнетиков на параметры триггерного эффекта. На рисунке 3.6 показаны карты δ^{max} в зависимости от материальных параметров ρ_F/ρ_S и ξ_F/ξ_S для значений $H = 20T_C$ (a) и $H = 50T_C$ (b), что слабее по сравнению с $H = 100T_C$, использованным ранее для получения рисунка 3.4а. Видно, что общий вид зависимостей сохранился. Как и на рисунке 3.4а, существуют две области параметров, которые делят плоскости ρ_F/ρ_S и ξ_F/ξ_S на две области, отличающиеся знаком Δ_s . Абсолютные значения δ^{max} слабо зависят от H .

В то же время положение области с высоким ТЕ значительно смещается с изменением H . В то время как для сильных ферромагнетиков $H = 100T_C$ значительный эффект ТЕ появляется только при $\xi_F \geq 2\xi_S$ и накладывает значительные требования на выбор материалов, при $H = 20T_C$ наиболее сильный эффект ТЕ доступен в интервале $0.5\xi_S \leq \xi_F \leq 1.5\xi_S$, что вполне разумно для экспериментальной реализации. Для удобства все значения d_s^{max} , при которых достигается δ^{max} , не показаны на рисунке 3.6, так как они аналогичны рисунку 3.4b.

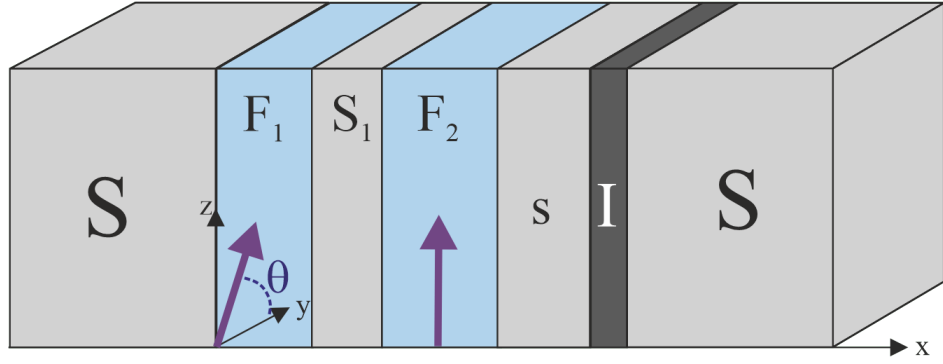


Рис. 3.7: Схема структуры $SF_1S_1F_2sIS$ с непрерывным углом θ , описывающим вращение намагниченности в плоскости F_1 -слоя. Намагниченность F_2 -слоя постоянна.

3.2 Джозефсоновский вентиль, управляемый сверхпроводящим триггерным эффектом

В предыдущей части данной главы был предложен практичный и масштабируемый спиновый вентиль с высокими показателями параметра порядка в тонком s -слое, основанный на управлении сверхпроводимостью с помощью спинового вентиля. В данной части обобщаются результаты, полученные выше, на случай произвольной взаимной ориентации векторов намагниченности в F_1 - и F_2 -слоях туннельного джозефсоновского перехода $SF_1S_1F_2sIS$. Будет продемонстрировано существование такого набора материальных параметров и толщин $F_{1,2}$ -слоев, при котором устройство сочетает преимущества $SIsFS$ структур с высоким значением характеристического $V_c = I_C R_N$ в обоих состояниях 0 и π с возможностью плавного управления критическим током.

3.2.1 Учет влияния триплетной сверхпроводимости на перенос заряда

Исследуемая структура $SF_1S_1F_2sIS$ схематично показана на рис. 3.7. Она состоит из электродов $SF_1S_1F_2s$ и S , разделенных изолирующим I -слоем с туннельным типом проводимости. Предполагается, что прозрачность этого I -слоя мала, так что эффекты, связанные с влиянием тока, протекающего через структуру, на сверхпроводимость в электродах, можно пренебречь. Также предполагается, что размеры поперечного сечения устройства в плоскости yz меньше глубины проникновения Джозефсона λ_J и характерного масштаба $\lambda_\perp = \lambda^2/d_S$, который определяет распределение сверхтока смещения в электродах. Здесь λ и d_S — глубина проникновения Лондона и толщина S -электродов соответственно. Как и раньше, подразумевается, что во всех металлах выполняется условие грязного предела, а ферромагнетики имеют однодоменную структуру с вектором намагниченности $\vec{M}_{1,2}$, лежащим в плоскости yz , и векторами обменного взаимо-

действия $\vec{H}_{1,2}$, определенными следующим образом:

$$\vec{H}_1 = H\vec{y} \cos \theta + H\vec{z} \sin \theta, \quad \vec{H}_2 = H\vec{z}, \quad (3.1)$$

где θ — угол между $\vec{M}_1$ и осью y . Для упрощения задачи также предполагается, что критическая температура T_c , коэффициент диффузии D и прозрачность границ SF одинаковы во всех слоях, $T_c = 0$ в ферромагнетиках.

При этих ограничениях можно рассматривать задачу как одномерную вдоль оси x , и использовать уравнение Узадела для ее описания. Распишем его более подробно для анализа в случае неколлинеарной намагниченности, требующей введения триплетных корреляций:

$$D\nabla(\hat{g}^R \nabla \hat{g}^R) - [\omega\tau_3, \hat{g}^R] + [i\vec{H}\vec{\sigma}, \hat{g}^R] + [\Delta\tau_1, \hat{g}^R] = 0, \quad (3.2)$$

где $\omega = \pi T(2n + 1)$ — мацубаровская частоты, T — температура, Δ — параметр порядка, который отличается от нуля только в сверхпроводниках. Запаздывающие функции Грина, $\hat{g}^R$ в (3.2), могут быть представлены в виде:

$$\hat{g}^R = \hat{g}\tau_3 + \hat{f}\tau_1, \quad (3.3)$$

где $\hat{g} = g\sigma_0$ и $\hat{f} = \sum_{i=0}^3 f_i\sigma_i$ — нормальная и аномальная функции Грина, соответственно, τ_i и σ_i — матрицы Паули в квазичастичном (Намбу) и спиновом пространстве. Уравнение (3.2) должно быть дополнено уравнением самосогласования:

$$\Delta \ln \frac{T}{T_c} = \pi T \sum_{\omega=-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\Delta}{|\omega|} - f_0 \right) \quad (3.4)$$

и условием нормировки, определяющим значение g-функции:

$$g_i = \sqrt{1 - |f_0|^2 + \sum_{i=1}^3 |f_i|^2}. \quad (3.5)$$

Полагая далее, что все границы структуры не являются магнитно активными. Тогда граничные условия Куприянова-Лукичева для согласования решений в различных слоях в общей форме будут записываться:

$$2\gamma_B \hat{g}_l^R \partial_x \hat{g}_l^R = [\hat{g}_l^R, \hat{g}_r^R]. \quad (3.6)$$

Здесь левый (l) и правый (r) индексы связывают функции $\hat{g}^R$ по сторонам каждой границы, а γ_B — параметр подавления, пропорциональный прозрачности интерфейса. На свободных поверхностях S-электродов функции Грина достигают своих объемных значений при заданной температуре:

$$\hat{f}^{L,R} = \frac{\Delta_0 e^{i\chi_{L,R}}}{\sqrt{\omega^2 + \Delta_0^2}} \sigma_0, \quad (3.7)$$

где Δ_0 - зависящий от температуры потенциал пар BSC, а фазы $\chi_{L,R}$ могут быть выбраны как $\chi_L = 0$ и $\chi_R = \varphi$ без потери общности.

Фазовые соотношения тока исследуемой структуры могут быть определены с помощью выражения, полученного из теории Амбегаокара-Баратова (АБ) [194] для асимметричных туннельных переходов:

$$\frac{eJ_S(\varphi)R_N}{\pi T_c} = \frac{T}{T_c} \sum_{\omega=-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta_0 f}{\sqrt{(\omega^2 + \Delta_0^2)}} \sin(\varphi - \chi). \quad (3.8)$$

Здесь f и χ - ω -зависимые значения модулей и фаз f_0 функций на левой стороне интерфейса sIS, R_N - нормальное сопротивление перехода.

Заметим, что в уравнении (3.8) разность фаз $(\varphi - \chi)$ на границе раздела SIS не является фиксированной величиной, как это происходит в туннельных переходах SIS [194]. Аналогичная ситуация возникает в сэндвичах SNS [195], мостах переменной толщины [196], туннельных переходах SIS [197; 198]. Задача решалась путем поддержания глобальной разности фаз, роль которой в $SF_1S_1F_2$ sIS-переходах должна взять на себя разность фаз φ параметров порядка в объеме S-электродов.

В предыдущей части главы было показано, что f и χ являются четными и нечетными функциями ω , соответственно, можно заметить из (3.8), что $J_s(\varphi)$ имеет $\sin(\varphi)$ -форму с критическим током, равным

$$\frac{eJ_c R_N}{2\pi T_c} = \frac{T}{T_c} \sum_{\omega>0} \frac{\Delta_0 f \cos(\chi)}{\sqrt{(\omega^2 + \Delta_0^2)}}. \quad (3.9)$$

Критический ток определяется как абсолютное значение $J_c(\varphi)$ в диапазоне от 0 до 2π , как обычно измеряется экспериментально. Для определения знака J_c необходимы фазочувствительные эксперименты [199; 200].

Из структуры выражения (4.17) следует, что для расчета величины критического тока перехода $SF_1S_1F_2$ sIS достаточно найти значения модуля f и фазы χ синглетной сверхпроводящей компоненты аномальной функции Грина на границе sI. Это было сделано на основе численного решения краевой задачи (3.2)-(3.7). В ходе расчетов были зафиксировали материальные параметры слоев, предполагая равенство их удельных сопротивлений ρ и длин затухания $\xi = \sqrt{D/2\pi T_c}$, а также зафиксировали значения $d_S = 5\xi$, $d_{S1} = 0.2\xi$, $H = 10T_c$, $T = 0.5T_c$, $\gamma_B = 0.3$. Также предполагалось, что толщины F-слоев связаны соотношениями: $d_{F1} = d_F$ и $d_{F2} = d_F + 0.1\xi$. Эта разница в толщинах позволяет изменять направление вектора $\vec{M}_1$, сохраняя направление $\vec{M}_2$. Переменными параметрами были толщины d_s и d_F s-слоя и первого F-слоя соответственно, а также угол рассогласования θ векторов намагниченности $\vec{M}_{1,2}$ F-пленок.

Для оценки применимости выражения (4.17) для расчета критического тока было произведено сравнение полученной зависимости $J_c(\theta)$ с точным расчетом с использованием граничных условий Куприянова-Лукичева с $\gamma_{BI} = 1000$ на границе sIS. Для

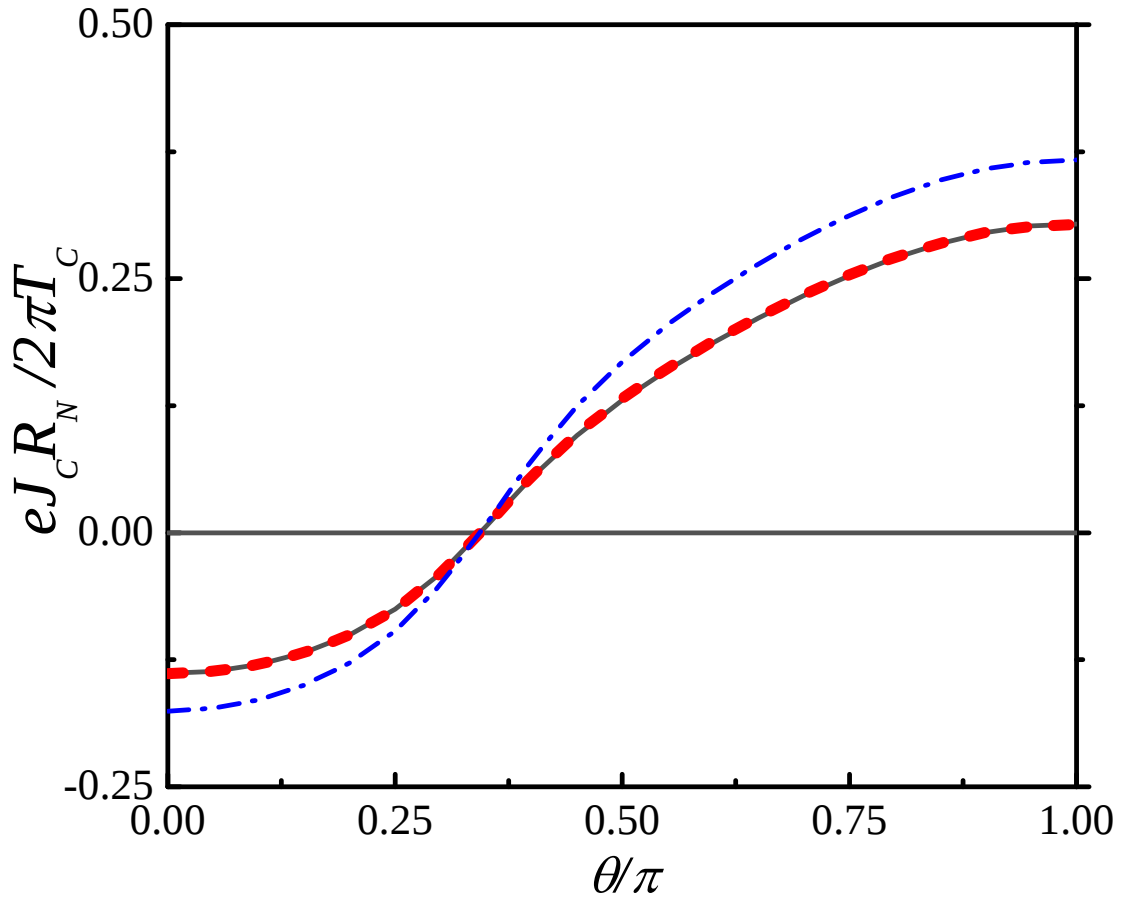


Рис. 3.8: Сравнение различных подходов к расчету тока в структуре $SF_1S_1F_2sIS$: полностью самосогласованный расчет структуры (сплошная черная линия); подход на основе выражения (4.17) с расчетом распределений $f(\omega)$ и $\chi(\omega)$ на поверхности s-слоя (красная пунктирная линия); подход АВ (3.8), где роль f и χ играют не зависящие от ω значения модуля и фазы самосогласованного парного потенциала δ на свободной поверхности s-слоя (синяя линия).

$d_F=0.5\xi$, $d_s=2.8\xi$ полученные результаты показаны на рис. 3.8 вместе с кривой, полученной из (4.17), где функции $f(\omega)$ и $\chi(\omega)$ были заменены значениями модуля параметра порядка и его фазы, рассчитанными для той же геометрии на свободной границе s-слоя (см. предыдущую часть главы). Рисунок 3.8 явно демонстрирует, что для выбранных параметров расчета полное решение задачи и расчет по формуле (4.17) дают одинаковые результаты. Это означает, что влияние набег фаз χ в части $SF_1S_1F_2s$ структуры на J_c пренебрежимо мало.

В то же время зависимости функций f и χ от ω должны учитываться. Использование формулы (4.17) для расчетов критического тока значительно минимизирует время их численного вычисления.

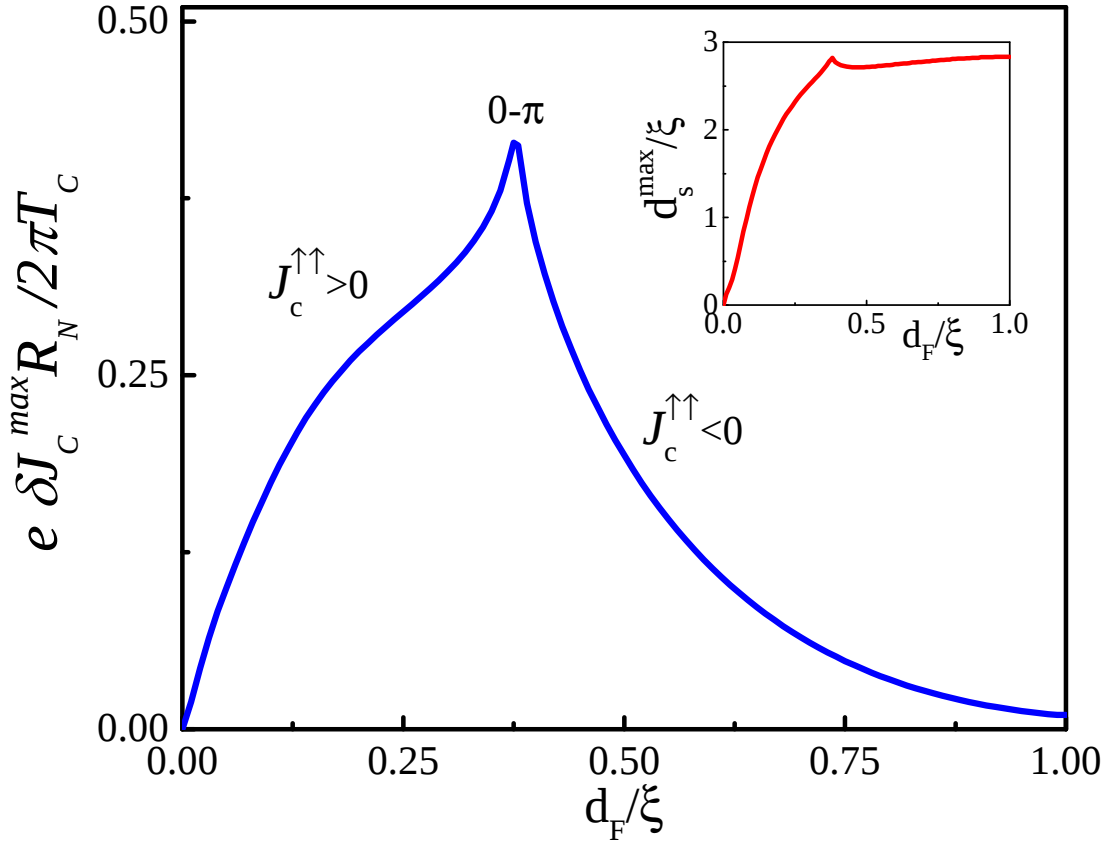


Рис. 3.9: Зависимость максимальной разницы токов δJ_c^{max} при перемагничивании от П к АП ориентации от толщины ферромагнитного слоя d_F , полученная при толщине d_s^{max} (см. вставку)

3.2.2 Режимы работы вентиля

Для дальнейшей классификации основных режимов работы структуры было проведено сравнительное исследование транспорта тока в зависимости от геометрических размеров слоев в структуре в параллельной П и антипараллельной АП конфигурациях.

Согласно методу, предложенному в предыдущей части главы, были построены зависимость критического тока от толщины тонкого s-слоя $J_c(d_s)$ для состояний П и АП и найдены значение d_s^{max} , при котором разность амплитуд критического тока в состояниях П и АП $\delta J_c(d_s) = ||J_{c,AP}| - |J_{c,P}||$ имеет максимальное значение.

Этот расчет позволяет определить толщину тонкого s-слоя, при которой спиновый вентильный эффект наиболее эффективен для данной магнитной подсистемы, т.е. обеспечивает возможность переключения тонкого s-слоя из состояния собственной сверхпроводимости в нормальное состояние.

Основная панель на рис. 3.9 показывает зависимость $\delta J_c^{max} = \delta J_c(d_s^{max})$ от толщины F-слоя d_F . Видно, что зависимость $\delta J_c^{max}(d_F)$ имеет выраженный пик в точке перехода из 0-состояния в π -состояние в устройстве SF₁S₁F₂sIS. Для выбранного набора

параметров это происходит при $d_F \approx 0.4\xi$. При такой толщине F-слоев собственная сверхпроводимость s-пленки сильно подавлена в состоянии П, тогда как в состоянии АП она все еще присутствует.

Вставка на рис. 3.9 показывает зависимость толщины s-слоя d_s^{max} от параметра d_F , при которой достигается наибольший спиновый вентиляльный эффект.

В диапазоне $d_F \lesssim 0.4\xi$ зависимость $d_s^{max}(d_F)$ монотонно возрастает с увеличением d_F . В этой области параметров в АП состоянии собственная сверхпроводимость s-пленки практически нечувствительна к общему влиянию F-пленок на нее, тогда как в П состоянии собственная сверхпроводимость подавляется тем сильнее, чем больше d_F , что приводит к увеличению δJ_c^{max} . Полученная информация о начальном и конечном состояниях спинового вентиля позволяет ожидать плавной зависимости $J_c(\theta)$. Она не должна сопровождаться изменением знака J_c . Эффективность вентиля δJ_c^{max} определяется степенью подавления его сверхпроводящих свойств в состоянии П.

В окрестности $d_F \approx 0.4\xi$ общее влияние F-слоев достаточно сильно, чтобы полностью подавить сверхпроводимость в s-пленке. В этом случае точки на зависимости $J_c(\theta)$, соответствующие значениям $\theta = 0; \pi$, могут отличаться как по абсолютному значению, так и по знаку. Наличие F-слоев влияет на значения $J_c(0)$, которые оказываются меньше, чем в симметричных туннельных переходах SIS.

В пределе толстых F-слоев величина d_s^{max} достигает насыщения на значении порядка 2.75ξ , что приблизительно соответствует критической толщине сверхпроводящего слоя в сэндвиче SF [201]. Ситуация в этом диапазоне параметров радикально отличается от двух предыдущих случаев. При таких толщинах d_s невозможно управлять абсолютными значениями J_c путем переключения между состояниями П и АП. Однако такое переключение изменит знак J_c , то есть переведет спиновый вентиль из 0-состояния в π -состояние, сохраняя абсолютное значение критического тока. Важно отметить, что это переключение может происходить как плавно, так и скачкообразно при изменении угла θ .

Теперь перейдем непосредственно к зависимости джозефсоновского тока от угла разориентации векторов взаимной намагниченности для вышеуказанных диапазонов толщин.

Зависимости от угла вращения намагниченности $J_c(\theta)$, рассчитанные для набора толщин F- и s-пленок, представлены на рис. 3.10. Видно, что исследуемое устройство SF₁S₁F₂sIS может работать в трех различных режимах.

Первый режим работы реализуется в диапазоне малых толщин F-пленок. Типичные зависимости $J_c(\theta)$ для этого режима представлены на рис. 3.10а. Они были рассчитаны для $d_F = 0.3\xi$ и набора толщин d_s . Характерной особенностью этого режима является отсутствие перехода 0 - π . Заметная разница между значениями $J_c(0)$ и $J_c(\pi)$ существует в области толщин $d_s \lesssim 2.5\xi$. С увеличением d_s эта разница уменьшается, и при $d_s \gtrsim 5\xi$

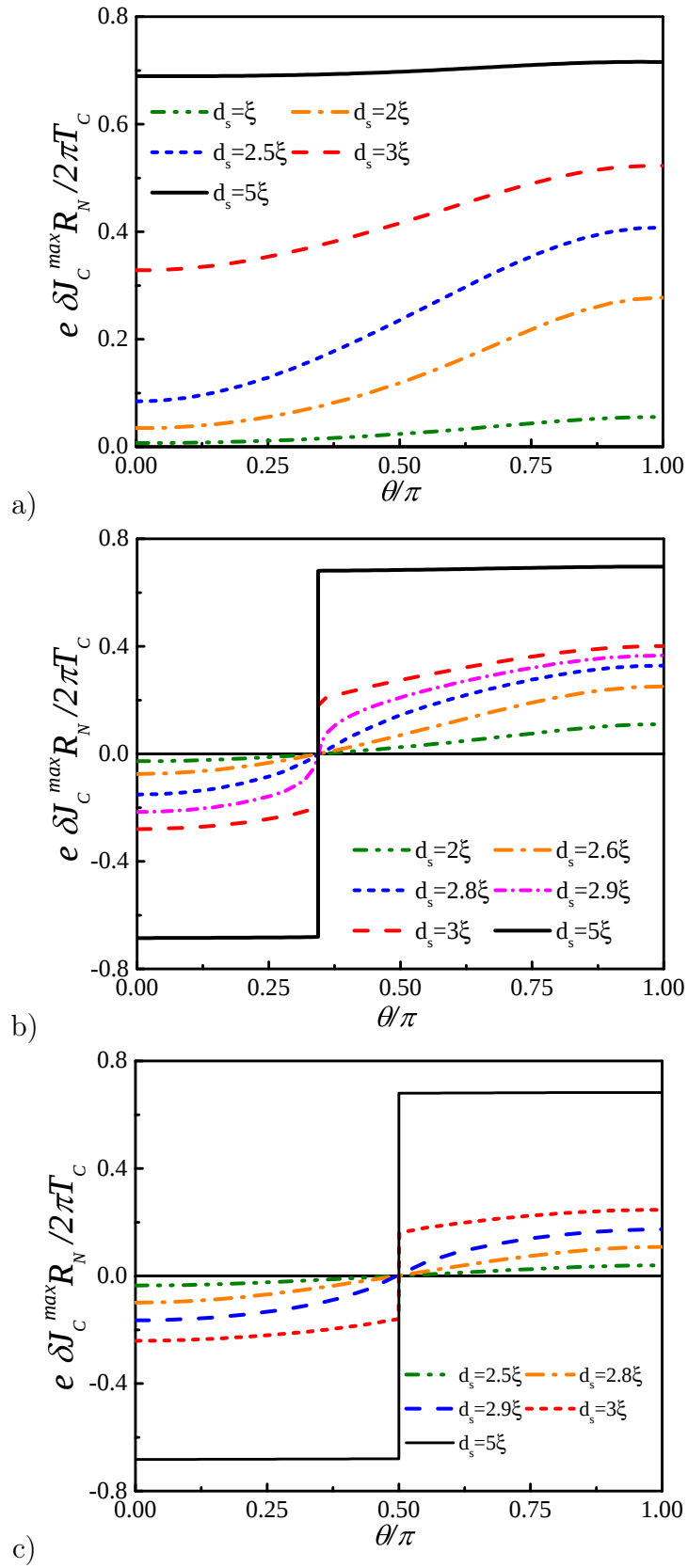


Рис. 3.10: Зависимость критического тока J_c от угла вращения θ намагниченности F_1 -слоя для различных толщин s -слоя. Данные рассчитаны для толщин $d_{F1}=0.3\xi$ (a); 0.5ξ (b); 1ξ (c) и $d_{F2}=d_{F1} + 0.1\xi$.

она практически исчезает. Тонкий s-слой становится объемным сверхпроводником, и его сверхпроводящие свойства на границе sI становятся нечувствительными к изменениям магнитной подсистемы.

Второй режим работы реализуется при промежуточных значениях d_F . Типичные кривые $J_c(\theta)$ для этого режима рассчитаны для $d_F = 0.5\xi$ и показаны на рис. 3.10b. Видно, что для всех значений d_s происходит переход из 0 в π . Критические токи $J_c(0)$ и $J_c(\pi)$ имеют разные знаки и величины. Переход происходит при одном и том же значении $\theta \approx 0.35\pi$. В области $d_s \lesssim 2.9\xi$ зависимости $J_c(\theta)$ являются гладкими непрерывными функциями угла θ . Однако при $d_s \simeq 3\xi$ в s-плёнке возникает собственная сверхпроводимость в дополнение к индуцированной. В результате зависимость $J_c(\theta)$ становится разрывной в точке перехода 0- π , то есть при $\theta \approx 0.35\pi$. Разница в абсолютных значениях $J_c(0)$ и $J_c(\pi)$ обусловлена чувствительностью сверхпроводящих свойств s-слоя к общему состоянию ферромагнитной подсистемы.

Третий режим работы реализуется в области больших значений d_F . На рис. 3.10c показаны типичные кривые $J_c(\theta)$ для этого режима. Аналогично второму режиму, плавный рост J_c с увеличением θ сменяется скачкообразной зависимостью, начиная с $d_s \gtrsim 3\xi$. При $d_s = 5\xi$ значения $J_c(0)$ и $J_c(\pi)$ отличаются только знаками. Важно отметить, что эти значения очень близки к значению критического тока туннельных переходов SIS. В этом режиме состояние s-плёнки фактически определяется эффектом близости с F₂-слоем. Изменение взаимной ориентации векторов намагниченности инициирует переход 0- π в структуре SF₁S₁F₂sIS, оставляя критический ток практически неизменным.

Средний слой S₁ играет роль разделителя между ферромагнитными слоями F₁ и F₂, что необходимо для обеспечения независимого перемагничивания ферромагнитных слоев. Такой слой может быть изготовлен из нормального металла или сверхпроводника, но в данном случае предлагается использовать тот же материал, что и для сверхпроводящего электрода, чтобы упростить технологию. В рассматриваемом выше случае сверхпроводящий слой S₁ толщиной $d_{S1} = 0.2\xi$ находится в проксимированном состоянии без собственной сверхпроводимости. Тем не менее, в этом слое происходит частичное восстановление фазы функции Грина, повернутой в ферромагнитных слоях. Эффективность этого процесса увеличивается с ростом толщины слоя S₁, что приводит к смещению положения перехода 0- π на зависимости $J_C(d_F)$. Влияние этого процесса на эффективность спинового вентиля показано на рис. 3.11. Увеличение толщины d_{S1} приводит к смещению угла разориентации векторов взаимной намагниченности, при котором наблюдается 0- π переход, а также изменяет критические токи в состояниях П и АП. Однако этот эффект незначителен для узких слоев $d_{S1} \ll \xi$ и не сильно изменяет свойства структуры.

Таким образом, данные расчеты показали, что использование эффекта триггерного

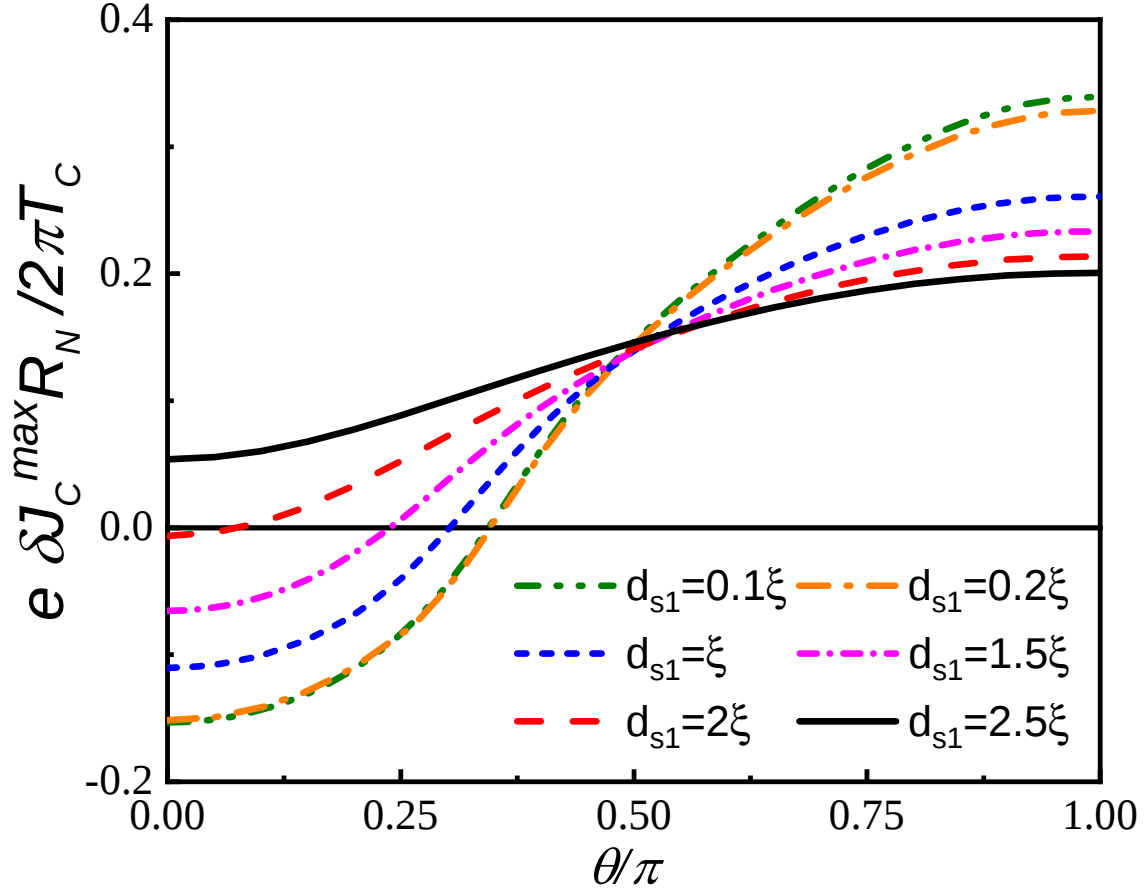


Рис. 3.11: Зависимость критического тока J_c от угла намагниченности θ F₁-слоя при различных толщинах разделительного слоя S_1 . Данные рассчитаны для $d_{s1} = 2.8\xi$ и $d_F = 0.5\xi$.

управления сверхпроводимостью в s-слое структуры SF₁S₁F₂s позволяет создать сверхпроводящий спиновый вентиль SF₁S₁F₂sIS. В отличие от ранее исследованных структур SFSFS [202; 203] и SFIFS [204; 205], в вентильях SF₁S₁F₂sIS ферромагнитная часть системы пространственно смещена от слабой точки, расположенной в туннельной структуре sIS. Предложенный в данной работе спиновый вентиль управляет состоянием сверхпроводящего s-слоя, который действует как электрод, регулируемый триггерным эффектом.

Предложенная структура SF₁S₁F₂sIS может работать в трех режимах. При малых толщинах F-слоев ее критический ток сохраняет знак и является гладкой функцией угла рассогласования θ . При средних и больших толщинах d_F переход из конфигурации П в АП сопровождается изменением знака критического тока, и $J_c(0)$ может иметь как плавный, так и скачкообразный характер. В области промежуточных толщин d_F амплитуды $J_c(0)$ и $J_c(\pi)$ не равны, тогда как при больших d_F такое равенство наблюдается.

Следует подчеркнуть, что при больших значениях d_s магнитная подсистема спинного вентиля SF₁S₁F₂sIS контролирует только знак параметра порядка в s-слое, то есть

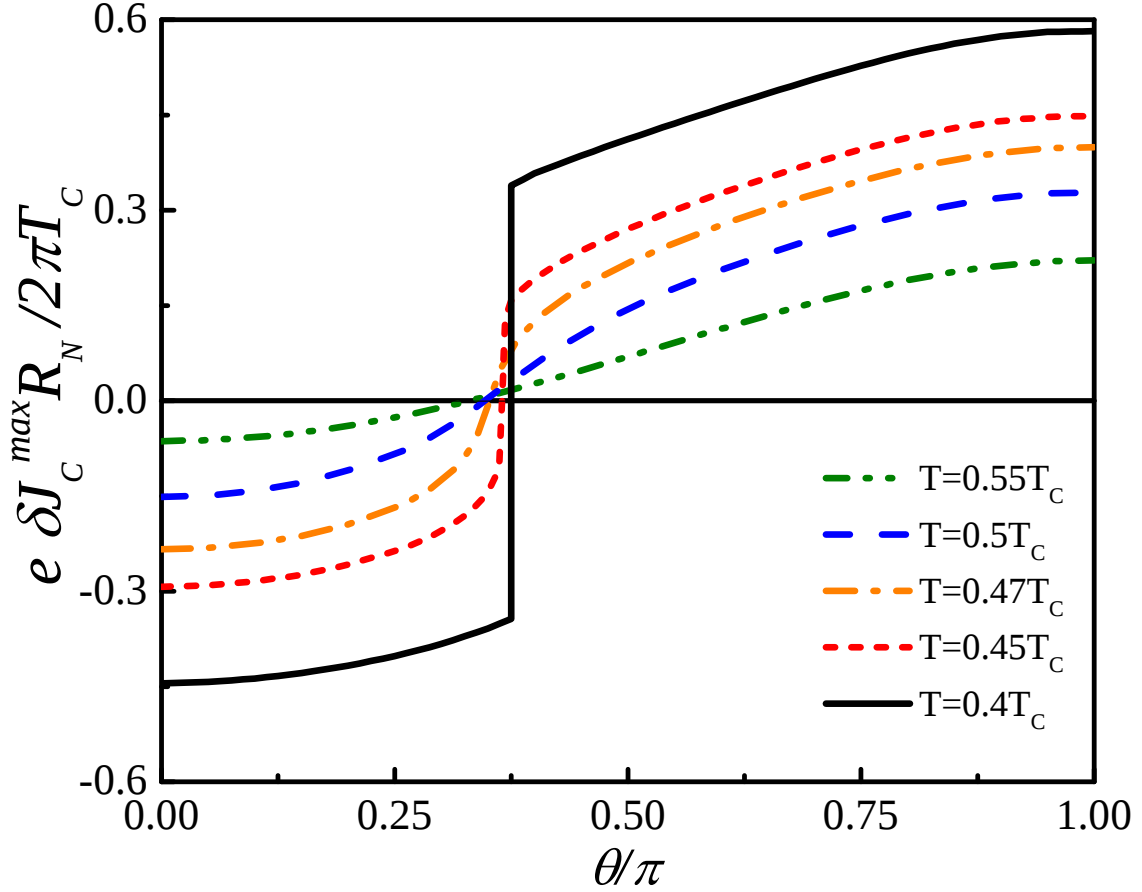


Рис. 3.12: Зависимость критического тока J_c от угла намагниченности θ F_1 -слоя при различных температурах для структуры с $d_S = 2.8\xi$ и $d_F = 0.5\xi$.

определяет, находится ли вентиль в состоянии 0 или π . Величины характеристического напряжения в этих состояниях 0 и π равны друг другу и близки к значению [194]:

$$\frac{eJ_c R_N}{2\pi T_c} = \frac{\Delta_0}{4T_c} \tanh \frac{\Delta_0}{2T_c}, \quad (3.10)$$

характерному для симметричных туннельных переходов SIS, и очень слабо зависят от угла θ .

Другой очень интересный эффект с прикладной точки зрения возникает при малых толщинах сверхпроводящего s-слоя. В этом случае собственная сверхпроводимость в этом слое полностью подавлена, и переход 0 - π происходит плавно, а не скачкообразно. При вращении намагниченности F-слоя критический ток изменяется плавно и достигает 0 в точке перехода 0- π . Это свойство позволяет получить устройство с 100% спиновым вентильным эффектом в очень широком диапазоне параметров толщин слоев F_1 и F_2 . Для реализации такого устройства достаточно достичь состояния π при намагниченности Π , и нет необходимости точно подбирать параметры системы для достижения точки перехода 0- π . Единственное необходимое условие заключается в том, что толщина s-слоя должна быть порядка $2.5 - 3\xi$, что является критической толщиной для возникновения собственной сверхпроводимости в s-сверхпроводнике.

Обсуждаемый эффект чувствителен к температуре. Изменение температуры не только смещает положение 0- π перехода [206], но также влияет на значение критической толщины сверхпроводника. Чтобы проверить это, были рассчитаны (см. рис. 3.12) зависимости $J_c(\theta)$ для диапазона температур от $0.4T_c$ до $0.55T_c$ для структуры, соответствующей синей линии на рис. 3.10b ($d_S = 2.8\xi$ и $d_F = 0.5\xi$). Проведенные расчеты показали, что эффект плавного переключения между состояниями 0 и π сохраняется в интервале порядка $0.1T_c$ от начального значения. Это соответствует температурному разбросу порядка одного кельвина, если для изготовления таких устройств используется технология ниобия. Такой допустимый интервал вполне достаточен для реализации триггерного эффекта в эффективных спиновых устройствах.

3.3 Кинетическая индуктивность спинового вентиля со слоем низкоомного нормального металла

Среди всего многообразия технических решений, тип спиновых вентилях, управляющий кинетической индуктивностью, на данный момент является наименее изученным. В отличие от других видов перестраиваемых индукторов [179; 207; 208], он может рассматриваться как линейный перестраиваемый элемент и не требует подавления подавления сверхпроводимости током.

Индуктивность определяет реактивную составляющую импеданса при переносе заряда, устанавливая коэффициент пропорциональности между энергией протекающего тока и квадратом его амплитуды. Энергия запасается как в сопутствующем магнитном поле (геометрическая составляющая индуктивности), так и в кинетической энергии носителей заряда (кинетическая составляющая индуктивности). В ряде сверхпроводников с высоким удельным сопротивлением, таких как NbN и гранулированный алюминий GrAl [209–212], кинетическая составляющая может превышать геометрическую индуктивность на порядки, что позволяет создавать компактные элементы на чипе с индуктивностями порядка нано- и микрогенри. Использование таких элементов может способствовать прогрессу в масштабируемости цифровых и аналоговых сверхпроводниковых схем, так как позволяет уменьшить размеры квантовых контуров быстрой одноквантовой (SFQ) логики. Кроме того, геометрическая составляющая индуктивности в таких цепях будет мала, что значительно снижает паразитные наведенные токи, возникающие из-за взаимной индукции.

В то же время в некоторых случаях такие элементы кинетической индуктивности проявляют нелинейные свойства, что позволяет управлять характерными частотами сверхпроводниковых цепей с помощью задания тока смещения, нагрева или приложения электрического поля [208; 213]. На основе этих эффектов возможно реализовать смещение резонансной частоты составных элементов слабых сверхпроводниковых

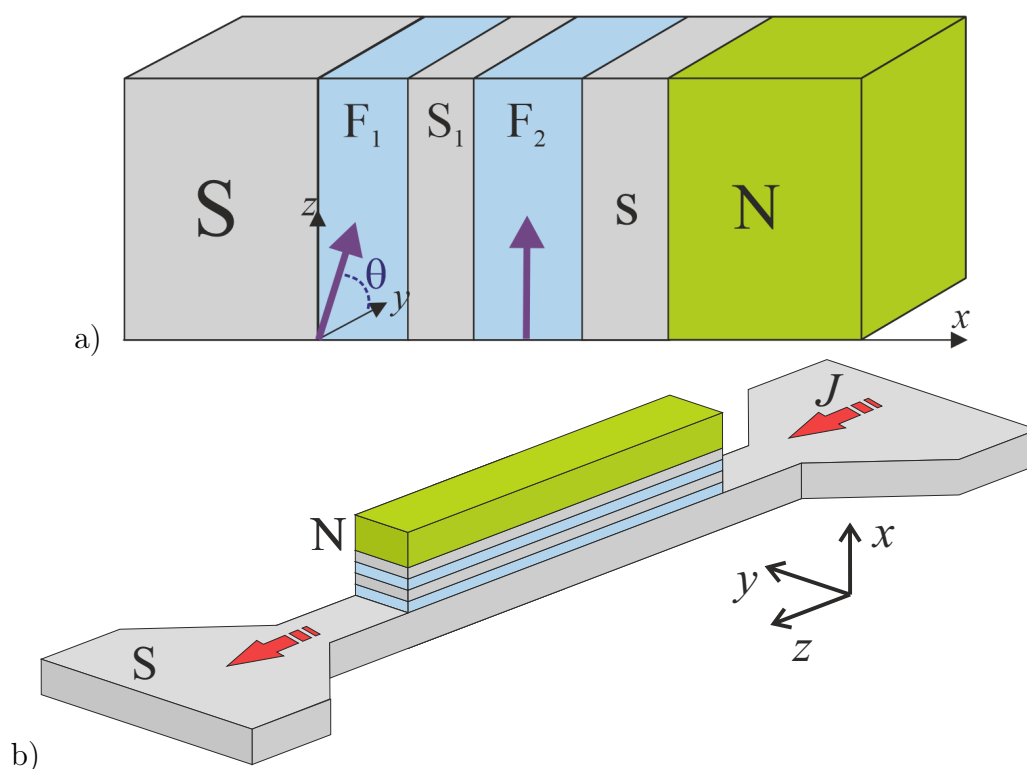


Рис. 3.13: а) Эскиз $SF_1S_1F_2sN$ структуры с управляемой кинетической индуктивностью. б) Схематическое изображение расположения элемента с управляемой кинетической индуктивностью на чипе между двумя широкими сверхпроводниковыми линиями.

устройств, создавать параметрические усилители [214—218] и детекторы [219—221]. Также в настоящее время существует интерес к созданию элементов с возможностью энергонезависимой подстройки индуктивности в широком диапазоне значений для использования в сверхпроводниковых синапсах, нейронах и роутерах [181]. В данной работе была предложена концепция экспериментальной реализации такого элемента — энергонезависимого переключателя на основе ферромагнитного спинового вентиля [182; 183; 222—227].

Работа устройства основана на использовании спин-триггерного эффекта, суть которого заключается в переводе тонкого сверхпроводникового s -слоя, подавленного обратным эффектом близости со стороны ферромагнетика и нормального металла, в собственное сверхпроводящее состояние за счет проникновения парных корреляций со стороны объемного сверхпроводника S — источника куперовских пар (см. Рис. 3.13). В зависимости от угла разориентации векторов намагниченности ферромагнитных слоев спинового вентиля $F_1s_1F_2$, расположенного между источником S и слоем-триггером s , вентиль либо пропускает, либо разрушает парные корреляции, что позволяет управлять состоянием s -слоя. При открытии вентиля слой-триггер s переходит в сверхпроводящее состояние, что, в свою очередь, вызывает резкий рост количества сверхпроводящих носителей в низкоомном металлическом слое N за счет эффекта близости. Если такой N -материал обладает малым удельным сопротивлением и большой длиной когерент-

ности, его кинетическая индуктивность в проксимизированном состоянии оказывается существенно меньше кинетической индуктивности остальных слоев многослойной структуры. В результате проксимизация N-пленки сопровождается значительным перераспределением транспортного продольного тока в $F_1S_1F_2$ -вентиле и его концентрацией в N-материале.

В данной части главы теоретически исследуется проблема управления кинетической индуктивностью в подобной структуре за счет плавного изменения угла разориентации векторов намагниченности ферромагнитных слоев. Существенно новым в этом рассмотрении является также учет влияния продольного тока конечной величины на свойства такой структуры.

На Рис. 3.13 схематически представлена исследуемая $SF_1S_1F_2sN$ -структура. Она состоит из S-электрода, $F_1S_1F_2$ -обменного вентиле и сверхпроводящего s-слоя, находящегося в контакте с низкоомным нормальным металлом (N). Предполагается, что условие грязного предела выполняется во всех материалах. Предполагается, что материальные параметры у сверхпроводящих и ферромагнитных слоев одинаковы, что является логическим продолжением предыдущей части, то есть $\xi_S = \xi_F = \xi$, $\rho_S = \rho_F = \rho$, а параметры низкоомного металла, ξ_N и ρ_N , могут от них отличаться.

Кинетическая индуктивность $SF_1S_1F_2sN$ структуры определялась выражением:

$$\frac{L_K}{\mathcal{L}_K^0} = \frac{\xi}{\lambda_0^2} \left[\int_0^d \lambda^{-2}(x) dx \right]^{-1}. \quad (3.11)$$

Здесь $\mathcal{L}_K^0 = (\mu_0 X \lambda_0^2) / (\xi W)$, $\lambda_0 = 2\pi\mu_0 T_c \rho^{-1}$, μ_0 — проницаемость вакуума, X , W , d — ширина, высота и суммарная толщина $SF_1S_1F_2sN$ -структуры соответственно. Обратный квадрат лондоновской глубины проникновения определялся как:

$$\lambda^{-2}(x) = \lambda_0^{-2} \frac{T\rho}{T_c \rho(x)} \sum_{\omega>0} Re(f^2(x)), \quad (3.12)$$

где $f^2(x) = f_0^2(x) - f_1^2(x) - f_2^2(x)$.

Краевая задача (3.2)-(3.4) решалась численно итерационным способом. Найденные в результате расчетов координатные зависимости аномальных функций Грина были использованы для вычисления искомой индуктивности в соответствии с выражениями (3.11), (3.12).

3.3.1 Электронная структура

Результаты расчетов электронной структуры приведены на рисунке 3.14 для следующего набора параметров многослойной $SF_1S_1F_2sN$ -структуры: $d_S = 5\xi$, $d_{F1} = 0.5\xi$, $d_{S1} = 0.2\xi$, $d_{F2} = 0.6\xi$, $d_s = 4.4\xi$, $d_N = 5\xi$, $\xi_N = 10\xi$, $\rho_N = 0.1\rho$, $h = 10T_c$, $T = 0.5T_c$, $\gamma_B = 0.3$.

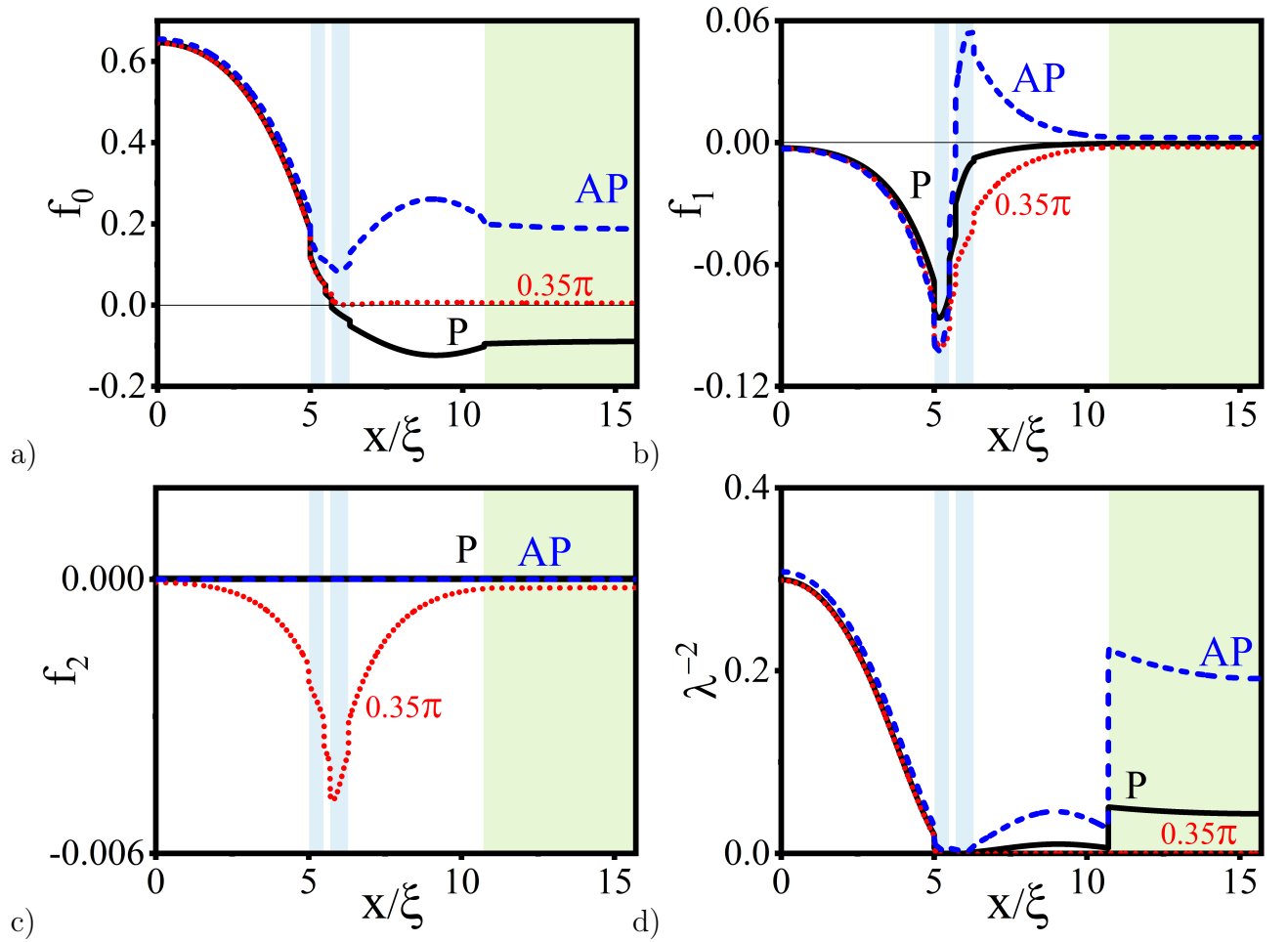


Рис. 3.14: Пространственные зависимости при разных значениях углов между намагниченностями ферромагнетиков ($\theta = 0, 0.35\pi, \pi$ соответствуют черной сплошной, красной точечной, синей штрихованной линиям) для: а) синглетной компоненты амплитуды спаривания f_0 ; б), в) триплетных компонент f_1, f_2 ; д) обратного квадрата лондоновской глубины проникновения λ^{-2} . Голубыми областями обозначены слои $F_{1,2}$ ферромагнетиков, зеленым — N нормального металла, белым — сверхпроводников. Параметры $SF_1S_1F_2sN$ -структуры: $d_S = 5\xi$, $d_{F1} = 0.5\xi$, $d_{S1} = 0.2\xi$, $d_{F2} = 0.6\xi$, $d_s = 4.4\xi$, $d_N = 5\xi$, $\xi_N = 10\xi$, $\rho_N = 0.1\rho$, $h = 10T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$.

Представленные на Рис. 3.14а-с пространственные зависимости амплитуд спаривания $f_i(x)$ и квадрата обратной глубины проникновения $\lambda^{-2}(x)$ (Рис. 3.14д) для разных направлений векторов намагниченности F-слоев демонстрируют принцип работы исследуемого спинового вентиля. Амплитуды спаривания в области толстого левого S-сверхпроводника слабо зависят от направлений намагниченности. При этом амплитуды спаривания f_0 и f_1 в тонком s-слое увеличиваются в несколько раз при переключении из состояния с параллельными векторами намагниченностей (П) в «анти-параллельное» (АП) состояние за счет более эффективной проксимизации через магнитную многослойку. В свою очередь, появление сверхпроводимости в s-слое приводит к проксимизации нормального металлического N-слоя, в котором появляется заметная амплиту-

да спаривания f_0 , несмотря на его значительную толщину $d_N = 5\xi$, превосходящую размер находящейся с ним в контакте сверхпроводящей пленки. Более того, расчет пространственного распределения квадрата обратной глубины проникновения $\lambda^{-2}(x)$, по сути эквивалентного пространственному распределению продольного сверхтока по структуре (это утверждение будет явно продемонстрировано ниже), показывает, что в AP-конфигурации вклад нормального металла в $\lambda^{-2}(x)$ оказывается сопоставимым с вкладом от объемных сверхпроводников. В П-конфигурации векторов намагниченности эффект близости между S- и s-слоями оказывается подавленным. В результате этого амплитуда спаривания f_0 в s- и N-слоях оказывается в разы меньше. Таким образом, изменение взаимной ориентации векторов намагниченности в $\text{SF}_1\text{S}_1\text{F}_2\text{sN}$ структуре позволяет изменять пространственное распределение глубины проникновения поля и, соответственно, полную эффективную индуктивность структуры.

Стоит отметить, что возможность формирования π -состояния в джозефсоновской $\text{SF}_1\text{S}_1\text{F}_2\text{s}$ структуре не приводит к значительному подавлению сверхпроводимости в s-слое. В П-конфигурации векторов намагниченности F-пленок и при параметрах, представленных на рис. 3.14, компоненты амплитуды спаривания f_0 в S- и s-слоях имеют разные знаки (так называемое $0 - \pi$ состояние). Однако это не мешает проявлению триггерного эффекта и формированию собственной сверхпроводимости в s-слое.

3.3.2 Управление индуктивностью перемагничиванием

В области параметров, соответствующей $0 - \pi$ переходу, может наблюдаться дополнительное подавление сверхпроводимости, типичное для структур с тонкими сверхпроводниковыми слоями. Для рассматриваемой структуры может быть реализован $0 - \pi$ переход путем поворота одного из векторов намагниченности на конечный угол $\theta = 0.35\pi$, как было показано в предыдущей части главы. При таком значении угла разориентации намагниченностей θ амплитуда спаривания в s-слое подавляется полностью. В этой области параметров спиновый клапан оказывается топологически закрыт, что приводит к полному подавлению сверхпроводимости в sN бислое. Однако данный эффект реализуется лишь в узком диапазоне параметров при малых толщинах s-слоя, близких к критической толщине.

Кинетическая индуктивность структуры существенно зависит от наличия N-слоя и его характеристик. Для иллюстрации этого эффекта была рассчитана электронная структура многослойки при различных параметрах нормального слоя и сравнили кинетическую индуктивность в параллельной и антипараллельной конфигурациях намагниченности. Разность кинетической индуктивности в П- и AP-конфигурациях $\delta L_K = L_K^P - L_K^{AP}$ для $\text{SF}_1\text{S}_1\text{F}_2\text{s(N)}$ -структуры в зависимости от толщины s-слоя для различных типов нормально-металлического покрытия представлена на Рис. 3.15. Эта величина позволяет оценить влияние материалов системы на критическую толщину

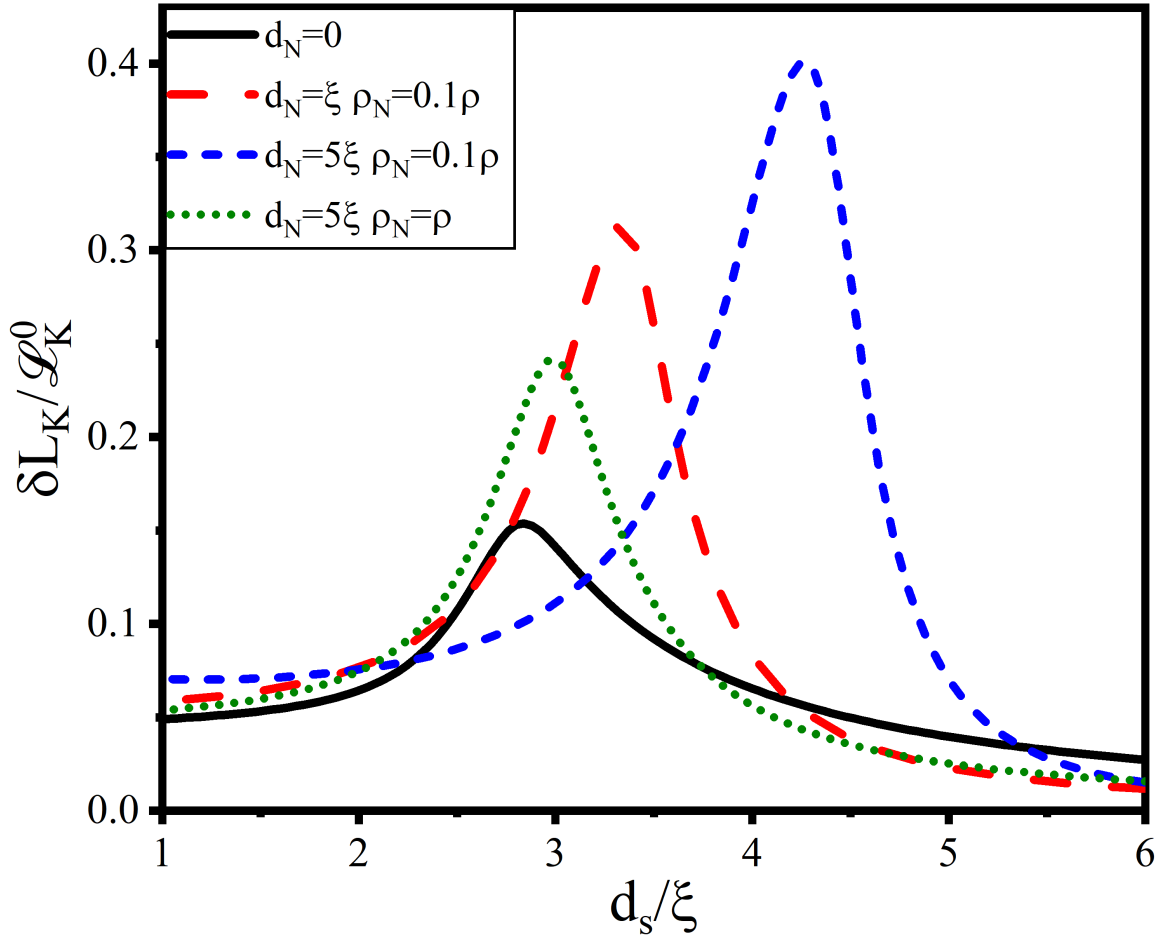


Рис. 3.15: Зависимость разности кинетических индуктивностей в П- и АП-ориентациях δL_K от толщины s-слоя d_s для разных толщин и удельных сопротивлений нормального металла. Базовая $\text{SF}_1\text{S}_1\text{F}_2\text{s}$ структура без покрытия нормальным слоем соответствует черной сплошной линии; красная штрихованная линия показывает случай тонкого низкоомного N-слоя; синяя пунктирная линия описывает ситуацию с толстым низкоомным N-слоем; зеленая точечная линия иллюстрирует случай толстого N-слоя с таким же сопротивлением, как у остальных материалов системы. Параметры $\text{SF}_1\text{S}_1\text{F}_2\text{sN}$ структуры: $d_S = 5\xi$, $d_{F1} = 0.5\xi$, $d_{S1} = 0.2\xi$, $d_{F2} = 0.6\xi$, $\xi_N = 10\xi$, $h = 10T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$.

s-слоя и спин-вентильный эффект в многослойной структуре.

На Рис. 3.15 черная сплошная линия демонстрирует изменение кинетической индуктивности для базовой структуры без покрытия нормальным слоем. Если толщина сверхпроводящего s-слоя d_s мала, его собственная сверхпроводимость подавляется во всем диапазоне углов разориентации векторов намагниченности θ . В результате влияние θ на общую кинетическую индуктивность остается незначительным.

При больших значениях d_s s-слой, наоборот, становится достаточно толстым, чтобы сохранять собственное сверхпроводниковое состояние, вне зависимости от подпитки парными корреляциями со стороны сверхпроводника источника S.

Наиболее выраженный спин-вентильный эффект наблюдается в промежуточном интервале $2\xi < d_s < 4\xi$. В этом диапазоне реализуется спин-триггерный эффект: s-слой переходит в собственное сверхпроводящее состояние только при подпитке со стороны сверхпроводника источника S при открытом спиновом вентиле. В этом случае изменение полной кинетической индуктивности структуры δL_K при перемагничивании возрастает в 3-4 раза по сравнению с предельными случаями больших и малых толщин d_s .

Добавление нормально-металлического слоя N поверх сверхпроводника s может значительно усилить спин-вентильный эффект вблизи максимума зависимости $\delta L_K(d_s)$. На Рис. 3.15 показана зависимость $\delta L_K(d_s)$ для случая, когда материал имеет высокую длину когерентности $\xi_N = 10\xi$ и удельное сопротивление, равное сопротивлению сверхпроводника $\rho_N = \rho$ (зеленая точечная линия). Такой материал мало влияет на критическую толщину сверхпроводникового слоя триггера d_s , но увеличивает амплитуду максимума δL_K более чем в 1.5 раза.

Еще больше усилить спин-вентильный эффект можно, используя низкоомный нормальный металл с $\rho_N = 0.1\rho_S$. Синяя пунктирная линия показывает зависимость $\delta L_K(d_s)$ для $\rho_N = 0.1\rho_S$ и толстого нормального слоя $d_N = 5\xi$. В этом случае сверхпроводимость s-слоя дополнительно подавляется обратным эффектом близости со стороны N-слоя, что смещает максимум зависимости $\delta L_K(d_s)$ к критической толщине s-слоя, превышающей 4ξ . Уменьшение толщины нормального слоя до $d_N = \xi$ (красная пунктирная линия) ослабляет этот эффект, но одновременно приводит к снижению спин-вентильного эффекта.

Зависимость кинетической индуктивности L_K от угла разориентации векторов намагниченности ферромагнитных слоев θ показана на рис. 3.16 для структуры с параметрами нормального слоя $d_N = 5\xi$, $\rho_N = 0.1\rho$ и различными толщинами s-слоя. По сути, этот рисунок представляет собой детализацию синей пунктирной кривой на рис.3.15.

Можно заметить, что при малых толщинах $d_s = 3\xi$ зависимость L_K от угла θ практически отсутствует (черная линия на Рис. 3.16). В данном случае, как в П, так и в АП ориентациях, собственная сверхпроводимость в s-слое незначительна, а величина общей нормированной индуктивности близка к единице, что соответствует кинетической индуктивности слоя источника S.

Увеличение толщины s-слоя в диапазоне $d_s = 4 - 4.6\xi$ (красная, синяя, зеленая и оранжевая линии) приводит к формированию в нем собственной сверхпроводимости и снижению общей индуктивности, что происходит раньше в АП конфигурации и позже в П-направлении намагниченности.

При этом зависимость $L_K(\theta)$ оказывается нелинейной: ее максимум в широком диапазоне толщин наблюдается при $\theta \approx 0.35\pi$, что соответствует точке 0- π перехода между s и S-слоями. В этом случае сверхпроводимость s-слоя дополнительно подавляется

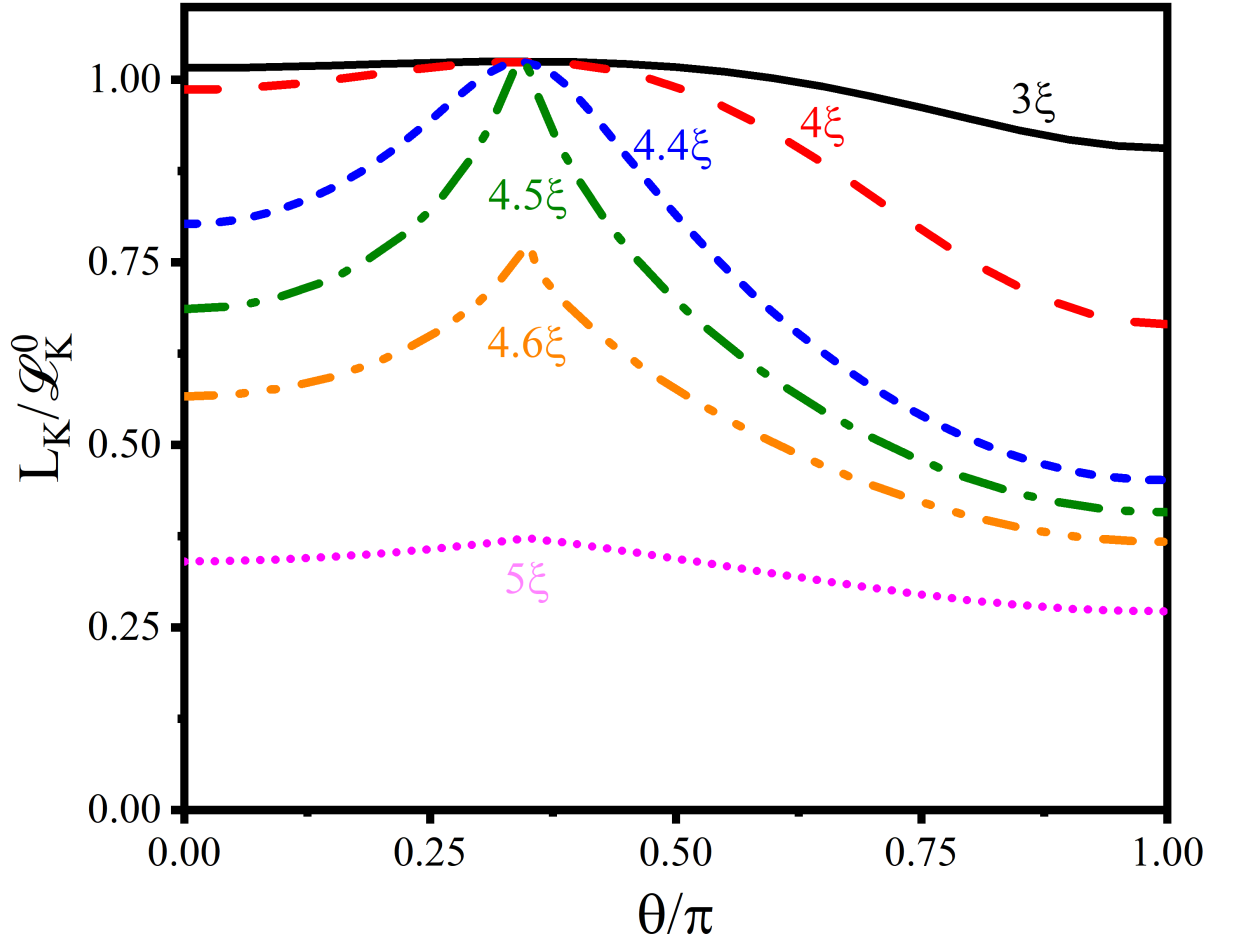


Рис. 3.16: Зависимость кинетической индуктивности L_K от угла разориентации намагниченностей θ для разных толщин s-слоя. Параметры SF1S1F2sN-структуры: $d_S = 5\xi$, $dF1 = 0.5\xi$, $dS1 = 0.2\xi$, $dF2 = 0.6\xi$, $d_N = 5\xi$, $\xi_N = 10\xi$, $\rho_N = 0.1\rho$, $h = 10T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$.

фактом $0-\pi$ перехода, что приводит к дополнительному усилению спин-вентильного эффекта. Однако этот эффект ослабевает по мере увеличения толщины сверхпроводящего s-слоя до значений, значительно превышающих критическую. При толщинах $d_s > 5\xi$ (фиолетовая линия) индуктивность слабо зависит от угла θ , а $0-\pi$ переход происходит резким скачком, слабо влияя на измеряемые параметры структуры.

3.3.3 Протекание продольного тока

Задание конечного продольного сверхтока вдоль многослойной структуры (вдоль оси Oz) может значительно повлиять на величину индуктивности и распределение токов между слоями из-за эффекта подавления сверхпроводимости протекающим по структуре током.

Для оценки этих эффектов были модифицированы уравнения (3.2)-(3.11) по аналогии с работами [213; 228–231], представив потенциал спаривания и компоненты ампли-

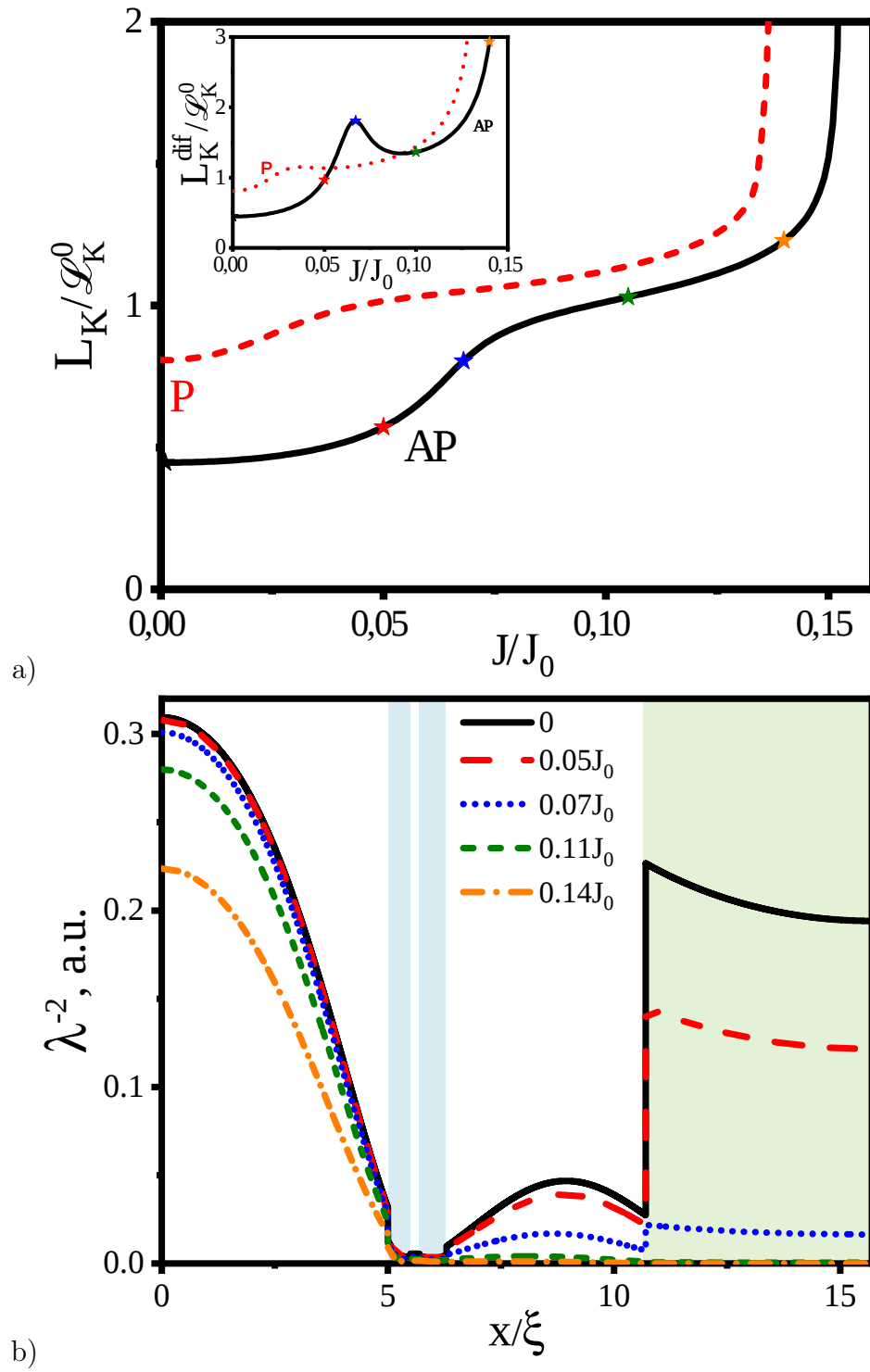


Рис. 3.17: а) Зависимость кинетической индуктивности L_K от тока смещения J для П- и АП-конфигураций намагниченности структуры (красная штриховая и черная сплошная кривые соответственно). б) Пространственное распределение обратного квадрата лондоновской глубины проникновения λ^{-2} для АП-конфигурации намагниченностей структуры при разных величинах тока смещения, отмеченных звездочками на панели а). Параметры $\text{SF}_1\text{S}_1\text{F}_2\text{sN}$ -структуры: $d_S = 5\xi$, $d_{F1} = 0.5\xi$, $d_{S1} = 0.2\xi$, $d_{F2} = 0.6\xi$, $d_s = 4.4\xi$, $d_N = 5\xi$, $\xi_N = 10\xi$, $\rho_N = 0.1\rho$, $h = 10T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$.

туды спаривания в виде $\Delta(x, z) = \Delta(x)e^{izq}$ и $f_i(x, z) = f_i(x)e^{izq}$, соответственно, где q — не зависящий от координаты x градиент фазы параметра порядка вдоль оси $0z$.

В этом случае уравнение (3.2) сохраняет свой вид с точностью до замены в нем мацубаровской частоты ω на $\omega + D_p q^2 g/2$. При таком подходе распределение плотности тока $j(x)$ по толщине структуры определяется выражением

$$j(x) = \frac{2\pi T}{e\rho(x)} q \sum_{\omega > 0} \text{Re}(f^2(x)) = \frac{2\pi T_C \lambda_0^2}{e\rho \lambda^2(x)} q, \quad (3.13)$$

а суммарный транспортный ток J находится посредством интегрирования выражения (3.13) по суммарной толщине структуры d :

$$J = W \int_0^d j(x) dx. \quad (3.14)$$

При выводе выражений (3.13), (3.14) предполагалось, что суммарная толщина всех слоев структуры $d = \sum_p d_p$ значительно меньше лондоновской глубины проникновения λ_0 , а ширина полосы значительно меньше величины λ_0^2/d . Помимо этого пренебрегалось влиянием магнитных полей рассеяния ферромагнетиков, то есть считали, что q есть константа, независимая от пространственных координат. Таким образом, после интегрирования в (3.14) и подстановки выражения для кинетической индуктивности (3.11) получалось:

$$q = JL_K/J_0 \mathcal{L}_K^0, \quad (3.15)$$

где $J_0 = 2\pi \xi T_C W / e\rho$ — нормировка тока.

Задача об определении зависимости кинетической индуктивности (3.11) от величины транспортного тока J решалась итерационным методом. На начальном этапе по формулам (3.12), (3.11) рассчитывались зависимость $\lambda^{-2}(x)$ и величина L_K при нулевом транспортном токе, и на их основе из соотношения (3.15) для заданного тока J определялось значение градиента фазы параметра порядка q .

Далее, после подстановки получившегося на предыдущем шаге значения q в уравнение Узаделя определялось распределение $\lambda^{-2}(x)$ и величина L_K в следующей итерации, и по формуле (3.15) уточнялось значение q . Итерационный процесс по q заканчивался при достижении относительной точности 10^{-4} .

На Рис. 3.17а показана зависимость кинетической индуктивности $\text{SF}_1\text{S}_1\text{F}_2\text{sN}$ структуры от величины тока J для П- и АП-взаимной ориентаций векторов намагниченности F-пленок (красная штриховая и черная сплошная кривые соответственно). Видно, что зависимости имеют два плато со слабым изменением $L_K(J)$ и переходную область между ними с более быстрым подъемом. При больших токах $J \approx 0.13 - 0.14 J_0$ начинается процесс разрушения куперовских пар в основном электроде S, что приводит к исчезновению парных корреляций в структуре в целом и появлению расходимости на рассчитываемой зависимости для индуктивности структуры, переходящей в резистивный режим.

При этом в АП-конфигурации критическое значение тока распаривания оказывается больше, что связано с более слабым подавлением сверхпроводимости в S-электроре за счет обратного эффекта близости по сравнению со случаем П-конфигурации намагниченности.

Эффективная ступенька на зависимости $L_K(J)$ связана с разрушением сверхпроводимости в би-слое sN по мере увеличения тока. При этом ступенька ярче проявлена в случае АП-намагниченности из-за того, что в параллельном случае сверхпроводимость в sN би-слое сильно подавлена даже в отсутствии тока. Стоит отметить, что такое свойство обусловлено подбором параметров структуры для эффективного управления полной индуктивностью изменением намагниченности в отсутствии тока.

На нижнем плато зависимости $L_K(J)$ для АП-конфигурации ток распределен между S и sN слоями. По мере увеличения тока до $0.07J_0$ происходит подавление сверхпроводимости в sN бислое, что приводит к значительному изменению распределения тока в структуре. Для демонстрации этого эффекта на Рис. 3.17b показано пространственное распределение обратного квадрата глубины проникновения $\lambda^{-2}(x)$, которое в соответствии с формулой (3.13) эквивалентно пространственному распределению тока $j(x)$ по структуре.

На черной сплошной кривой на Рис. 3.17b видно, что при нулевом токе суммарное соотношение $\lambda^{-2}(x)$ между S-электродом и sN-частью примерно одинаковое. Однако, сверхпроводимость в s-слое является более слабой, чем в S-электроре, вследствие чего увеличивающийся ток будет сильнее разрушать сверхпроводящие корреляции в sN-части. В результате, в диапазоне токов от 0 до $\sim 0.05J_0$ величина $\lambda^{-2}(x)$ заметно уменьшается в области sN бислая, а ее величина в S-электроре, напротив, остается практически неизменной. Далее, в переходной области ($0.05 - 0.07J_0$) происходит окончательное разрушение сверхпроводимости в sN-части, и кинетическая индуктивность структуры полностью определяется состоянием толстого S-слоя. Дальнейший рост L_K связан с разрушением сверхпроводимости непосредственно S-электрода, где в диапазоне $0.07 - 0.14J_0$ наблюдается постепенное уменьшение амплитуды спаривания и, соответственно, величины $\lambda^{-2}(x)$.

Вышеописанное поведение находится в соответствии с результатами работ [213; 231—233], где распаривание токового канала в слое низкоомного металла происходит при меньших токах, чем в слое объемного сверхпроводника. Это означает, что в определенном интервале заданных в структуру токов возможно разрушение транспорта только в sN бислое и сохранение транспортных свойств источника куперовских пар S. При этом в данной работе не рассматривался случай критических параметров, разобранный в [213; 231—233], что не позволяет выделить эффект «распаривания» в N-слое. Вместо этого, sN бислой фактически выступает единым элементом структуры с меньшей критической температурой и критическим током, чем у толстого S электрода, однако, обладающим

низкой удельной индуктивности за счет малого удельного сопротивления металла.

3.4 Выводы к главе 3

Проведенные исследования триггерного эффекта в структуре $SF_1S_1F_2s$ показали, что он очень устойчив к изменениям материальных и геометрических параметров. Сам эффект заключается в том, что спиновый вентиль $SF_1S_1F_2$ управляет частью F_2s и способен сильно менять сверхпроводящие свойства s -слоя. В этом случае важную роль играет тот факт, что блок F_2s находится в предкритическом состоянии. Критическая толщина s -пленки определяется из равенства нулю параметра порядка и аномальных функций Грина на границе F_2s , а также равенства нулю нормальной производной на свободной границе сверхпроводника. Она лежит в окрестности около $3.5\xi_S$. Для таких больших значений критической толщины параметр порядка и аномальные функции Грина имеют возможность увеличиваться от нуля до значений, сравнимых с T_C , на свободной поверхности сверхпроводника с увеличением пространственной координаты.

Было показано, что в устройствах $SF_1S_1F_2s$ существует значительная разница в критической толщине их части F_2s для параллельной и антипараллельной ориентаций векторов намагниченности F -пленок. Эта разница лежит в основе обнаруженного нами триггерного эффекта. При этом вследствие такого переключения абсолютные значения параметра порядка на свободной поверхности s -слоя могут лишь незначительно отличаться от его равновесных значений. Важно, что знак параметра порядка может быть как положительным, так и отрицательным. Это открывает новые возможности для проектирования устройств управления индуктивностью и критическим током джозефсоновских переходов.

Например, критический ток туннельных структур $SF_1S_1F_2sIS$ определяется параметрами сверхпроводящего материала тех областей s - и S -пленок, которые прилегают к I -слою. Используя триггерный эффект в электроде $SF_1S_1F_2s$ структуры $SF_1S_1F_2sIS$, можно обеспечить её переключение между 0 и π состояниями, при этом её критический ток и характеристическое напряжение будут близки к стандартным переходам в цифровых схемах.

В то же время отсутствие фазовой синхронизации параметра порядка и аномальных функций Грина на свободной поверхности s -слоя является важной особенностью, которую необходимо учитывать при проектировании туннельных джозефсоновских структур, использующих триггерный эффект в своей работе. Как следствие этой десинхронизации, невозможно определить разность фаз параметров порядка между s - и S -электродами, которая определяет токо-фазовое соотношение структуры $SF_1S_1F_2sIS$. Подобная ситуация наблюдается в SNS-сэндвичах, мостиках переменной толщины [196] и решается путем поддержания глобальной разности фаз, роль которой в контактах

$SF_1S_1F_2sIS$ должна быть передана разности фаз параметров порядка их массивных S-электродов, определяемой на их свободных границах. Физически это означает, что роль слабой области в джозефсоновских переходах $SF_1S_1F_2sIS$ играет не изолирующий слой, а вся область $SF_1S_1F_2sI$, включая часть массивного S-электрода, граничащую с пленкой F_1 .

В рамках данной работы была продемонстрирована возможность управления кинетической индуктивностью L_k многослойной $SF_1S_1F_2sN$ структуры путем изменения угла разориентации векторов намагниченности θ двух ферромагнитных слоев, выполняющих роль спинового вентиля. Показано, что при перемагничивании величина L_k может изменяться в несколько раз. При этом плавное изменение угла разориентации намагниченностей в вентиле θ позволяет плавно и в широких пределах регулировать кинетическую индуктивность структуры. Этот эффект может быть полезен для устройств, требующих непрерывной подстройки частоты входящих в них сверхпроводниковых контуров.

В случае, когда изменение угла θ в структуре сопровождается переходом между 0- и π -состояниями, зависимость кинетической индуктивности $L_k(\theta)$ становится немонотонной. Она достигает максимума в точке, соответствующей 0– π переходу. Этот эффект можно использовать как для обнаружения 0– π перехода без применения фазочувствительных схем [200; 234–236], так и для усиления спин-вентильного эффекта.

Возможный способ интеграции подобной структуры в сверхпроводниковые цепи показан на Рис. 3.7b. В этом случае элемент кинетической индуктивности представляет собой узкую полосу по сравнению с широкими элементами разводки из сверхпроводника, что позволяет обеспечить значительную кинетическую индуктивность управляемого элемента. При этом, конечно, в области затекания тока возникает его концентрация, а распределение тока, показанное на Рис. 3.17b, реализуется в центральной части структуры. Однако процессы растекания тока происходят на масштабах порядка толщины структуры, что соответствует десяткам нанометров, а длина такой полосы может составлять от 100 до 1000 нм, что позволяет в первом приближении пренебрегать областями неравномерного растекания тока.

В случае достаточно малых токов $J < 0.02J_0$ структура может быть использована как подстраиваемый линейный реактивный элемент, в котором при перемагничивании изменяется кинетическая индуктивность. В этом диапазоне токов эффекты распаривания пренебрежимо малы.

Возможен и альтернативный способ применения подобной структуры. При задании постоянного тока смещения можно подстраивать разницу электронного транспорта между П- и АП-конфигурациями. Также можно управлять распределением тока по подобной структуре чисто током, не изменяя магнитную конфигурацию системы.

Глава 4

Спиновые вентили в гибридной SNF структуре со спин-орбитальным взаимодействием в N-слое

Несмотря на интенсивные теоретические [237—239] и экспериментальные [96; 97; 99; 240; 241] исследования сверхпроводящих триплетных спиновых вентилях, их практическая реализация до сих пор ограничена. Это связано с необходимостью строгой фиксации направления вектора разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} — одного из ферромагнетиков $\vec{M}_1$ при изменении направления вектора $\vec{M}_2$ другого. В работах [119; 242; 243] было показано, что сверхпроводящие спиновые вентили могут быть реализованы и с одним F-слоем путем управления положением максимума зависимости $J_C \mathbf{B}$ от внешнего магнитного поля $\mathbf{B}$. В магнитных спиновых вентилях [244; 245] предложено переключение J_C за счет изменения направления $\mathbf{M}$ в плоскости F-слоя. Однако все эти решения требуют постоянного поддержания либо величины, либо направления $\mathbf{B}$.

В джозефсоновских спиновых вентилях предложено решить эту проблему путем перехода от ферромагнитных -управляющих блоков к структурам, содержащим лишь один ферромагнитный слой, за счет усложнения внутренней структуры области слабой связи [116; 246; 247] или учета спин-орбитального взаимодействия на границах раздела и в материалах слабой связи (см. обзор [248] и ссылки в нем).

В устройствах управления критической температурой спиновых вентилях для реализации такого переключения необходимо обеспечить наличие спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в структуре [248—251]. Использование в спиновых вентилях тяжелых металлов с сильным спин-орбитальным взаимодействием (см. обзор [252]) в таких устройствах позволяет контролировать критическую температуру S-слоя либо через преобразование s-волновых синглетов в другие типы корреляций [253], либо через управление магнитным моментом F-слоя [249; 250; 254].

В данной главе как раз и производится исследование влияния СОВ в связи с ферромагнетизмом на сверхпроводящие свойства гетероструктур. В первой части главы

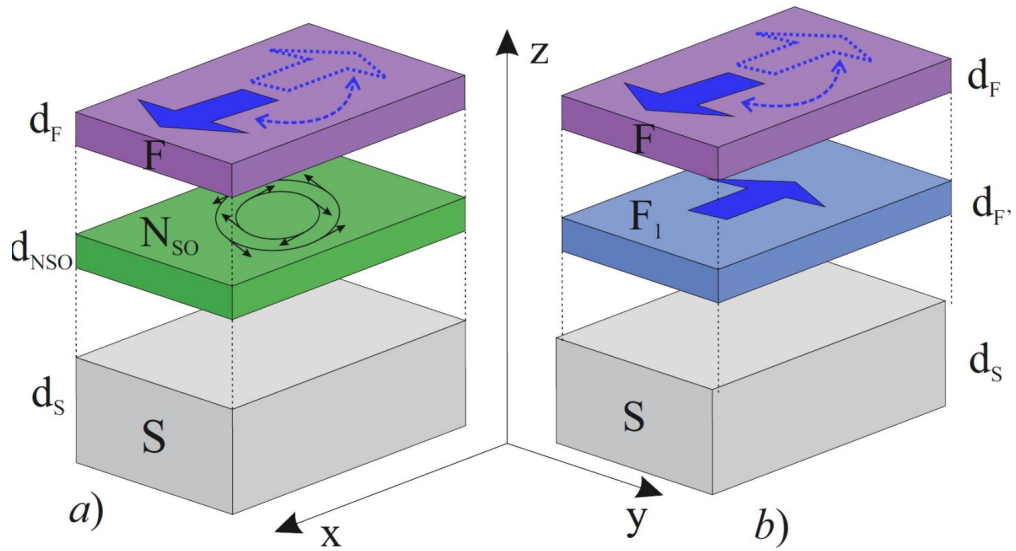


Рис. 4.1: Схематическое изображение структур (a) $SN_{SO}F$ и (b) $SF'F$. Структуры состоят из сверхпроводящей плёнки (S) с изотропным s-волновым параметром порядка, а также ферромагнитного (F) и нормального (N_{SO}) слоёв. Предполагается наличие анизотропного рассеяния электронов со спин-орбитальным взаимодействием в слое N_{SO} . Направление вектора разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} — верхнего F-слоя может вращаться в плоскости $0xy$, тогда как в среднем слое F_1 оно фиксировано параллельно оси $0x$.

исследовалась $S - N_{SO} - F$ -структура, представляющей из себя последовательно соединенные S-сверхпроводник, тонкая плёнка N-нормального металла со спин-орбитальным взаимодействием и F-ферромагнетик с произвольным направлением разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} — . Будет показано, что COB способствует увеличению сверхпроводящего параметра порядка в S-слое за счет подавления триплетных корреляций в N-прослойке. Таким образом будет получено, что данная система может быть использована для реализации спинового вентиля. В конце приводится сравнение с реализацией спинового вентиля на основе уже известной $S-F'-F$ -системы с двумя неколлинеарными ферромагнетиками.

Во второй части главы предлагается дизайн джозефсоновского спинового вентиля на основе $SISN_{SO}F$ -структуры. В работе будет показано, что совместное присутствие COB Рашбы и Дрессельхауза в N_{SO} -слое создает значительную анизотропию рассеяния, что открывает возможность плавного управления J_C через ориентацию вектора разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} — F-слоя.

4.1 Постановка задачи

Проведем вывод уравнений для описания поведения триплетных функций в присутствии ферромагнетизма и COB по аналогии с работой [255] и связанными с ней статьями. Вышеупомянутая $S - N_{SO} - F$ -система будет описываться уравнением Уза-

деля[24].

$$D\nabla(\hat{g}^R\nabla\hat{g}^R) - [\omega\tau_3, \hat{g}^R] + [i\vec{h}\vec{\sigma}, \hat{g}^R] + [\Delta\tau_1, \hat{g}^R] = 0 \quad (4.1)$$

Где D - коэффициент диффузии, $\omega = \pi T(2n + 1)$ - мацубаровская частота, T - температура системы, $\vec{h}$ - обменное поле F-слоя, Δ - сверхпроводящий параметр порядка, отличный от нуля только в S-слое. Запаздывающая функция Грина:

$$\hat{g}^R = \hat{g}\tau_3 + \hat{f}\tau_1, \quad (4.2)$$

Где $\hat{g} = g\sigma_0$ - нормальная функция Грина, $\hat{f} = \sum_{i=0}^3 f_i\sigma_i$ - аномальная, τ_i, σ_i - матрицы Паули в квазичастичном и спиновом пространстве соответственно. Ферромагнитный слой обладает однородной намагниченностью в плоскости Oxy . То есть вектор обменного взаимодействия будет иметь вид:

$$\vec{h} = h\vec{x}\cos\theta + h\vec{y}\sin\theta.$$

С появлением спин-орбитального взаимодействия оператор Набла в N-слое модифицируется следующим образом:

$$\nabla(\bullet) \rightarrow \tilde{\nabla}(\bullet) = \nabla(\bullet) - i[\vec{A}, (\bullet)]$$

Вектор СОВ лежит в Oxy -плоскости:

$$\vec{A} = A_x\vec{x} + A_y\vec{y} = (\beta\sigma_x - \alpha\sigma_y)\vec{x} + (\alpha\sigma_x - \beta\sigma_y)\vec{y}$$

Здесь α, β - коэффициенты СОВ Рашбы и Дрессельхауса, возникающий в материалах с нарушением пространственной (структурной) симметрии и с нарушением симметрии в кристаллической решетке самого материала. Действие модифицированного оператора Набла на функцию будет:

$$\begin{aligned} \tilde{\nabla}^2 f &= (\nabla - i[\vec{A}, *])^2 f = (\nabla - i[\vec{A}, *])(\nabla f - i[\vec{A}, f]) = \\ &= \nabla^2 f - i[\vec{A}, \nabla f] - i\nabla[\vec{A}, f] - [\vec{A}, [\vec{A}, f]] \end{aligned} \quad (4.3)$$

Имеет смысл рассматривать пространственную производную только вдоль z-оси $\nabla f = \vec{z}\partial_z f$. Учитывая ортогональность декартовых координат, 2 и 3 слагаемые обращаются в 0:

$$[\vec{A}, \nabla f] = [A_x\vec{x} + A_y\vec{y}, \vec{z}\partial_z f] = 0, \quad (4.4)$$

$$\nabla[\vec{A}, f] = \vec{z}\partial_z[A_x\vec{x} + A_y\vec{y}, f] = 0. \quad (4.5)$$

Таким образом добавка ко второй производной в уравнении (4.1) будет определяться только последним слагаемым из (4.3):

$$\begin{aligned} [\vec{A}, [\vec{A}, f]] &= [A_x\vec{x} + A_y\vec{y}, [A_x\vec{x} + A_y\vec{y}, f]] = \\ &= \partial_z^2 f + 4(-(2\alpha\beta f_2 + (\alpha^2 + \beta^2)f_1)\sigma_1 - \\ &- (2\alpha\beta f_1 + (\alpha^2 + \beta^2)f_2)\sigma_2 - 2(\alpha^2 + \beta^2)f_3)\sigma_3) \end{aligned}$$

Подставив выражение для $\hat{g}^R$ в уравнение Узаделя, получим систему уравнений для каждой гриновской функции. Предварительно обозначим:

$$\mathfrak{D}f_i = \frac{D}{2}g \frac{d^2 f_i}{dz^2} - \frac{D}{2}f_i \frac{d^2 g}{dz^2} - \omega f_i \quad (4.6)$$

Тогда в S-слое уравнения будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \mathfrak{D}f_0 + \Delta g &= 0, \\ \mathfrak{D}f_i &= 0, i = 1, 2, 3; \end{aligned} \quad (4.7)$$

в N-слое:

$$\begin{aligned} \mathfrak{D}f_0 &= 0, \\ \mathfrak{D}f_1 - 2gD(2\alpha\beta f_2 + (\alpha^2 + \beta^2)f_1) &= 0, \\ \mathfrak{D}f_2 - 2gD(2\alpha\beta f_1 + (\alpha^2 + \beta^2)f_2) &= 0, \\ \mathfrak{D}f_3 - 4gD(\alpha^2 + \beta^2)f_3 &= 0; \end{aligned} \quad (4.8)$$

в F-слое:

$$\begin{aligned} \mathfrak{D}f_0 - i(f_1 h \cos \theta + f_2 h \sin \theta) &= 0, \\ \mathfrak{D}f_1 - i f_0 h \cos \theta &= 0, \\ \mathfrak{D}f_2 - i f_0 h \sin \theta &= 0, \\ \mathfrak{D}f_3 &= 0; \end{aligned} \quad (4.9)$$

Четность по мацубаровским частотам синглетной и триплетных функций будут:

$$f_0(-\omega) = f_0(\omega) \quad (4.10)$$

$$f_i(-\omega) = -f_i(\omega), i = 1, 2, 3 \quad (4.11)$$

Поэтому сопряжение запаздывающей функции Грина имеет вид:

$$\tilde{f} = (\hat{f}^{-\omega})^* = (\hat{f}^\omega)^* = (f_0^\omega)\sigma_0^* - \sum_{i=1}^3 (f_i^\omega)^* \sigma_i^*$$

Тогда g будет определяться из нормировки:

$$g = \sqrt{1 - \hat{f}\tilde{f}} = \sqrt{1 - |f_0|^2 + \sum_{i=1}^3 |f_i|^2} \quad (4.12)$$

Граничные условия Куприянова-Лукичева описывают поведение гриновских функций на границе между материалами. Причем, появление СОВ не повлияет на вид этих условий, так как первая пространственная производная от коммутатора зануляется (4.5). Связь слева (l) и справа (r) от границы гриновских функций такова:

$$2\gamma_B \hat{g}_l^R \partial_z \hat{g}_l^R = [\hat{g}_l^R, \hat{g}_r^R] \quad (4.13)$$

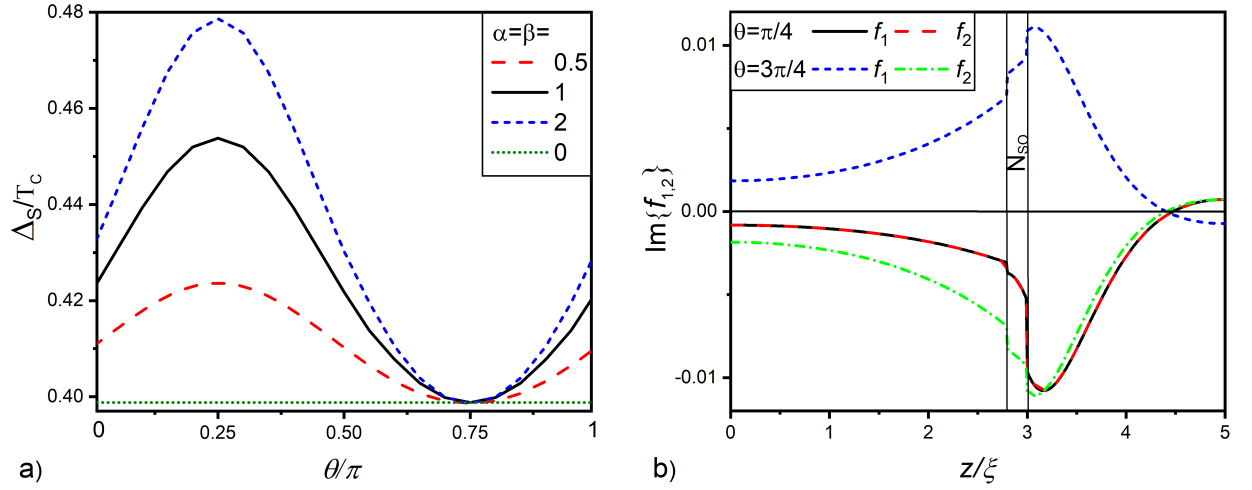


Рис. 4.2: а) Зависимость Δ_S параметра порядка на свободной поверхности S-слоя от угла поворота вектора обменного взаимодействия F-слоя при разных значениях спин-орбитальной связи. б) Пространственные распределения триплетных функций f_1 и f_2 при углах поворота $\theta = \pi/4$ и $\theta = 3\pi/4$, параметры СОВ $\alpha = \beta = 1$. Другие параметры $S - N_{SO} - F$ -системы: $d_S = 2.8\xi_S$, $d_{N_{SO}} = 0.2\xi_S$, $d_F = 2\xi_S$, $h = 20T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$.

Условия на свободных границах системы:

$$\partial_z f_i|_{\pm\infty} = 0 \quad (4.14)$$

Параметр порядка Δ будет определяться из уравнения согласования:

$$\Delta \ln \frac{T}{T_c} = \pi T \sum_{\omega=-\inf}^{+\inf} \left(\frac{\Delta}{|\omega|} - f_0^\omega \right)$$

С учетом (4.11) получается:

$$\Delta \left(\ln \frac{T}{T_c} + 2\pi T \sum_{\omega=0}^{+\inf} \frac{1}{\omega} \right) = -2\pi T \sum_{\omega=0}^{+\inf} f_0^\omega \quad (4.15)$$

Как видно из (4.12), триплетные функции входят с отрицательным знаком в эффективной плотности сверхпроводящих пар $f_{eff}^2 = |f_0|^2 - \sum_{i=1}^3 |f_i|^2$, поэтому их увеличение будет уменьшать синглетную сверхпроводимость. Причем, верно и обратное.

Порядок итерационных численных расчетов был следующим: для каждой мацубаровской частоты решается система уравнений (4.7-4.9), (4.13, 4.14) после чего пересчитывается $\Delta(z)$ в уравнении (4.15). Интересующий результат, который будет наблюдаться для количественного анализа сверхпроводящего коллектива, - $\Delta \equiv \Delta_S$ на свободной поверхности сверхпроводника ($z=0$) в $S - N_{SO} - F$ -системе.

4.2 Сверхпроводящий спиновый вентиль

Рассмотрим, как наличие спин-орбитального взаимодействия в N-слое влияет на сверхпроводящий параметр порядка в базовой $S - N_{SO} - F$ -структуре. Из системы

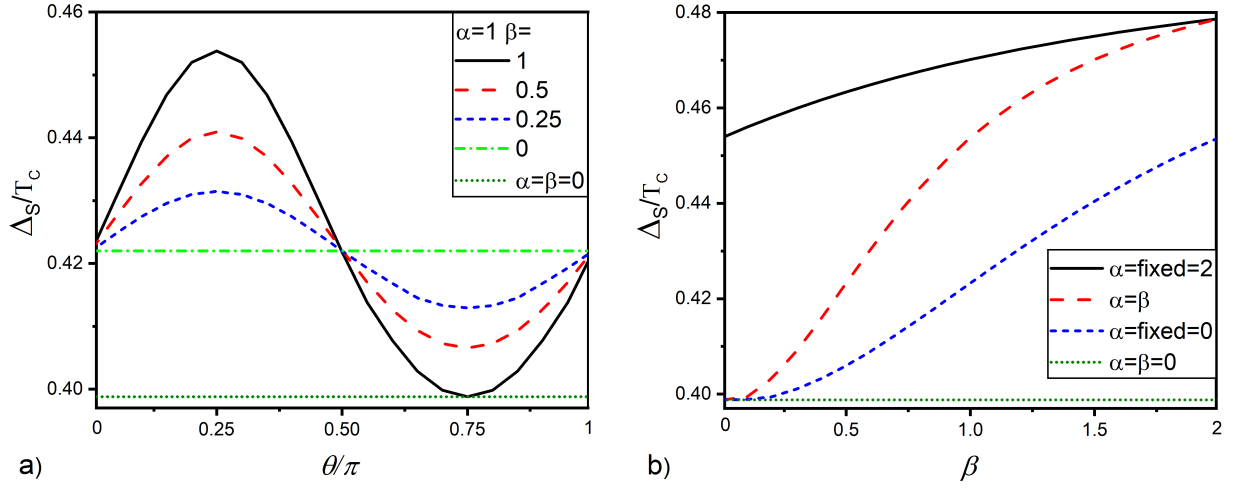


Рис. 4.3: Зависимость Δ_S параметра порядка на свободной поверхности S-слоя от: а) угла поворота вектора обменного взаимодействия F-слоя при отношениях параметров спин-орбитальной связи; б) коэффициента Дроссельхауса при угле поворота $\theta = \pi/4$ и при разных значениях коэффициента Рашбы. Другие параметры $S - N_{SO} - F$ -системы: $d_S = 2.8\xi_S$, $d_{N_{SO}} = 0.2\xi_S$, $d_F = 2\xi_S$, $h = 20T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$.

уравнений (4.7)-(4.9), можно пронаблюдать следующее поведение гриновских функций: из S-слоя синглетная сверхпроводимость f_0 распространяется в ферромагнетике; в F-слое происходит распаривание синглетных куперовских пар под воздействием обменной энергии, помимо f_0 в нем образуется триплетная сверхпроводимость, описываемая функциями f_1, f_2 . Проникая в N-слой, триплетные функции подавляются спин-орбитальным взаимодействием, что ведет к дальнейшему увеличению f_0 в сверхпроводнике и, в конечном счете, влияет на параметр порядка Δ .

4.2.1 Зависимость сверхпроводящего параметра порядка от угла поворота намагниченности

На рисунке 4.2а приведена зависимость Δ_S от угла поворота θ вектора обменного взаимодействия для разных соотношений α и β . Видно, что Δ_S максимальна при угле поворота $\theta = \pi/4$. В этом случае триплетные функции (рис. 4.2б) одинаковы и подавляются в N-слое максимально эффективно, что позволяет синглетной функции увеличиваться. Минимум Δ при $\theta = 3\pi/4$. Здесь происходит ситуация, когда $f_1 = -f_2$, спин-орбитальная добавка в уравнениях самоуничтожается, поэтому реализуется ситуация, эквивалентная прослойке нормального металла без спин-орбитального взаимодействия.

Физическая причина особенностей электронного коллектива при вышеупомянутых углах состоит в следующем. Как было указано в части 1.4, обменное поле ферромагнетика пытается выстроить спины электронов вдоль конкретного направления $\vec{h}$, что будет вести к разрыву синглетных куперовских пар, и, как следствие, к ослаблению сверхпроводимости в системе. СОВ меняет закон дисперсии электронов, т.е. "перебрасывает" их по импульсу, что мешает действию обменного взаимодействия на электронный сверх-

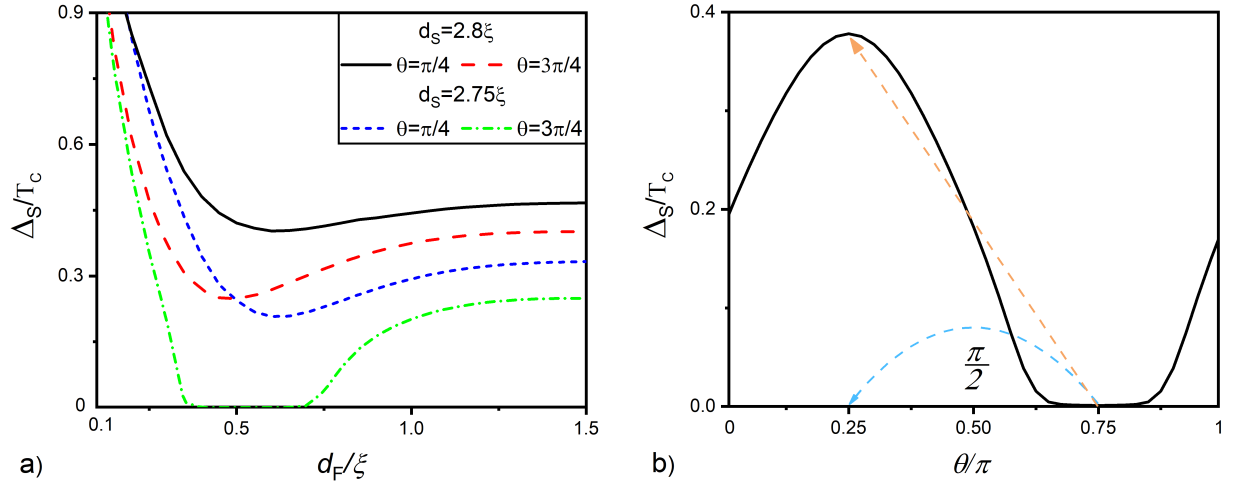


Рис. 4.4: Зависимость Δ_S параметра порядка на свободной поверхности S-слоя от: а) длины F-слоя при разных толщинах сверхпроводника и температуре, и при углах поворота $\theta = \pi/4$ и $\theta = 3\pi/4$ вектора обменного взаимодействия; б) угла поворота $\vec{h}$ при низкой температуре $T = 0.1T_C$, и толщинах $d_S = 2.1\xi_S$, $d_F = 0.35\xi_S$. Другие параметры $S - N_{SO} - F$ -системы: $\alpha = \beta = 1$, $d_{N_{SO}} = 0.2\xi_S$, $h = 20T_C$, $\gamma_B = 0.3$.

проводящий коллектив. Данный процесс происходит вдоль некоторого направления $\vec{A}$, которое будет определяться пропорциями коэффициентов Рашбы и Дрессельхайса. В случае $\alpha = \beta$ вектор СОВ будет иметь фиксированный угол $\pi/4$ с осью y . То есть при угле поворота обменного взаимодействия $\theta = \pi/4$ СОВ будет противоборствовать ферромагнитного упорядочивания, а при $\theta = 3\pi/4$ вектора СОВ и обменного взаимодействия будет перпендикулярно направлены, и эффекта от СОВ не будет в принципе.

На рисунке 4.2а также можно увидеть, что при уменьшении одного из параметров СО-связи смешивание триплетных f_1 и f_2 происходит не так эффективно. Здесь $\Delta_S(\theta)$ сохраняет синусоидальную форму, но с меньшей амплитудой. При $\beta = 0$ она выходит на константу, все равно большую по величине, чем при отсутствии СОВ.

На рис. 4.3 демонстрируется зависимость Δ_S при различных степенях смешивания Рашбы и Дрессельхауса типах спин-орбитальной связи. Из панелей (а) и (б) можно понять, что с увеличением обоих спин-орбитальных параметров величина сверхпроводящего параметра порядка восстанавливается сильнее. Причем, эффект максимален в случае их равенства.

4.2.2 Зависимость сверхпроводящего параметра порядка от толщины ферромагнетика

Синусоидальная форма $\Delta_S(\theta)$ сохраняется при варьировании длин структур в системе, достигая при $\alpha = \beta$ своего максимума при угле поворота разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями $N_{SO} - \theta = \pi/4$ и своего минимума, который тождественен отсутствию СОВ, при угле $\theta = 3\pi/4$. Поэтому существует

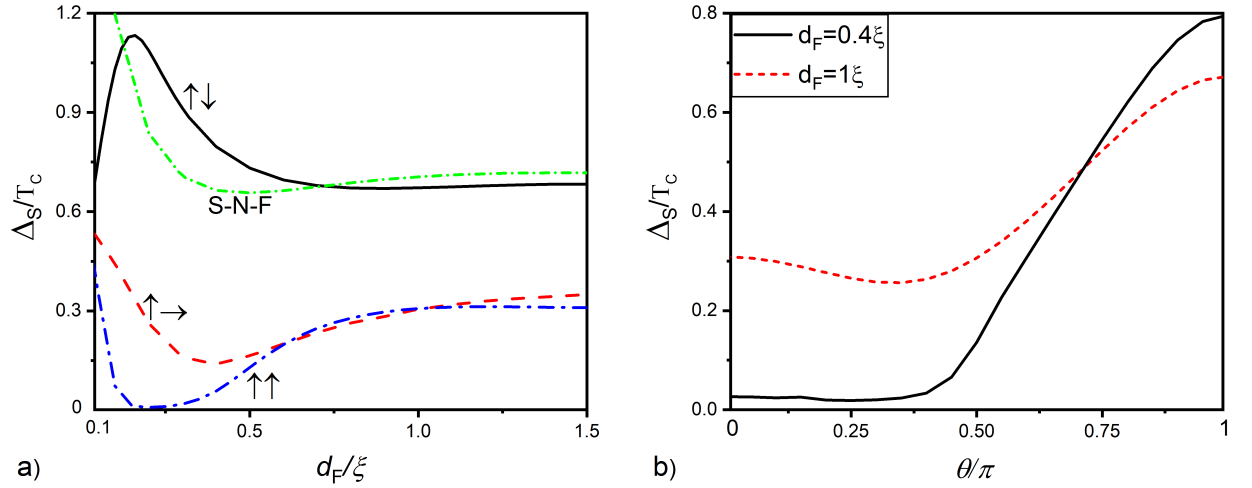


Рис. 4.5: Зависимость Δ_S параметра порядка на свободной поверхности S-слоя от: а) длины F-слоя при углах поворота $\theta = 0$, $\theta = \pi/2$ и $\theta = \pi/4$ вектора обменного взаимодействия, при зеленой точка-тире кривая вместо среднего F'-ферромагнетика располагается N-нормальный металл без СОВ; б) угла поворота $\vec{h}$ при толщинах крайнего ферромагнетика $d_F = 0.4\xi; 1\xi$. Другие параметры $S - F' - F$ -системы: $d_S = 3\xi_S$, $d_{F'} = 0.2\xi_S$, $h_{F'} = h_F = 20T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$

смысл проанализировать Δ_S на вышеупомянутых углах при различных толщинах F-слоя. Из-за различия в толщинах проникновения синглетных и триплетных функций в ферромагнетик, сверхпроводимость может зависеть от d_F нелинейным образом.

На рис. 4.4а видно, что кривая $\Delta_S(d_F)$ быстро спадает, достигает минимума (в окрестности смены знака f_0 -функции) и далее с увеличением d_F немного увеличивается, выходя на константу. Причем, наибольшее восстановление сверхпроводимости, т.е. разность между Δ_S на $\theta = \pi/4$ и $\theta = 3\pi/4$ наблюдается именно в окрестности смены знака синглетной функции. Таким образом, подобрав длину S-слоя, можно добиться так называемого возвратного поведения (см. часть 1.5) сверхпроводимости - полное её уничтожение с восстановлением на больших толщинах ферромагнетика ($d_F > 0.8\xi_S$). СО же взаимодействие будет увеличивать Δ , не давая сверхпроводимости исчезнуть.

При уменьшении температуры (рис. 4.4а) эффект восстановления сверхпроводимости будет заметнее. Так на рис. 4.4б показано, как перемагничиванием $S - N_{SO} - F$ -системы с фиксированными толщинами можно добиться восстановления сверхпроводящих её свойств. Данный рисунок демонстрирует реализацию заявленного спин-вентильного вентиля: при перемагничивании ферромагнетика на угол $\theta = \pi/2$ сверхпроводящий параметр порядка изменяется от $\Delta_S = 0$ до значений $\Delta_S \approx 0.5T_c \approx 10^{-3}eV$ (для случая часто используемого сверхпроводника Nb с $T_c \approx 10K$).

4.2.3 Сравнение с схемой с двумя ферромагнетиками

В работе [12] исследовалась подобная система, состоящая из S- сверхпроводника, F'-ферромагнетика с фиксированным направлением разориентации между углом намаг-

ниченности и кристаллографическими осями N_{SO} —, и ферромагнетика с произвольной ориентацией. Там было показано, что существуют различные сценарии поведения T_c (которая связана с фактически Δ_S) в зависимости от ориентации намагниченностей двух ферромагнетиков. В данном случае в вышепредоставленной системе средний F'-слой будет описываться следующими уравнениями:

$$\begin{aligned}\mathfrak{D}f_0 - if_1h &= 0, \\ \mathfrak{D}f_1 - if_0h &= 0, \\ \mathfrak{D}f_2 &= 0, \\ \mathfrak{D}f_3 &= 0;\end{aligned}\tag{4.16}$$

В отличие от [12], здесь рассматривается только сценарий, при которой толщина среднего F-слоя равна длине N_{SO} -плёнке. В таком случае происходит хорошее усреднение ферромагнетиков на малых толщинах F-слоя, а на больших толщинах его влияние доминирует. Средний же F'-ферромагнетик может как помогать F-слою в подавлении сверхпроводимости, так и противостоять ему.

На рис. 4.5а показана зависимость $\Delta_S(d_F)$. В случае сонаправленных намагниченностей (синяя штрих-точка) F'-F-часть действует практически как один усредненный ферромагнетик. Критическая толщина S-слоя, при которой наблюдается возвратная сверхпроводимость, здесь становится больше $S - N_{SO} - F$ случая. В ситуации, когда разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} — антипараллельны (черная сплошная), можно заметить, что на малых толщинах при увеличении толщины F-слоя он начинает противоборствовать F'-плёнке, и Δ_S увеличивается. При $d_F \approx d_{F'} \approx 0.2\xi_S$ параметр порядка становится одинаковым с ситуацией, когда вместо F'- стоит N-плёнка (зеленый точка-пунктир), т.е. там разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} — от двух ферромагнетиков взаимоуничтожаются.

Панель (b) данного рисунка демонстрирует зависимость $\Delta_S(\theta)$ для разных толщин F-слоя. При толщине возвратного поведения в П-ориентации ($d_F = 0.4\xi_S$, черная сплошная) видно, что параметр порядка можно плавно восстанавливать от 0 до значений $\sim T_C$. А при больших толщинах F-слоя ($d_F = \xi_S$, красный пунктир) разность между П- и АП-ориентацией мала, зато минимум зависимости $\Delta_S(\theta)$ наблюдается в окрестности $\theta \approx 0.4\pi$, что указывает на триpletные корреляции в S-F'-F-системе [12].

Несмотря на лучшие показатели по восстановлению сверхпроводящего параметра порядка в S-F'-F-спиновом вентиле, нежели чем в $S - N_{SO} - F$ -схеме, управление F'-F-частью представляет из себя непростую задачу. Основная сложность может заключаться в том, что управляющая головка перемагничивающего устройства будет иметь разрешение больше, чем толщины структур. К тому же, при постепенном перемагничивании одного из ферромагнетиков, может начать менять ориентацию и другой ферро-

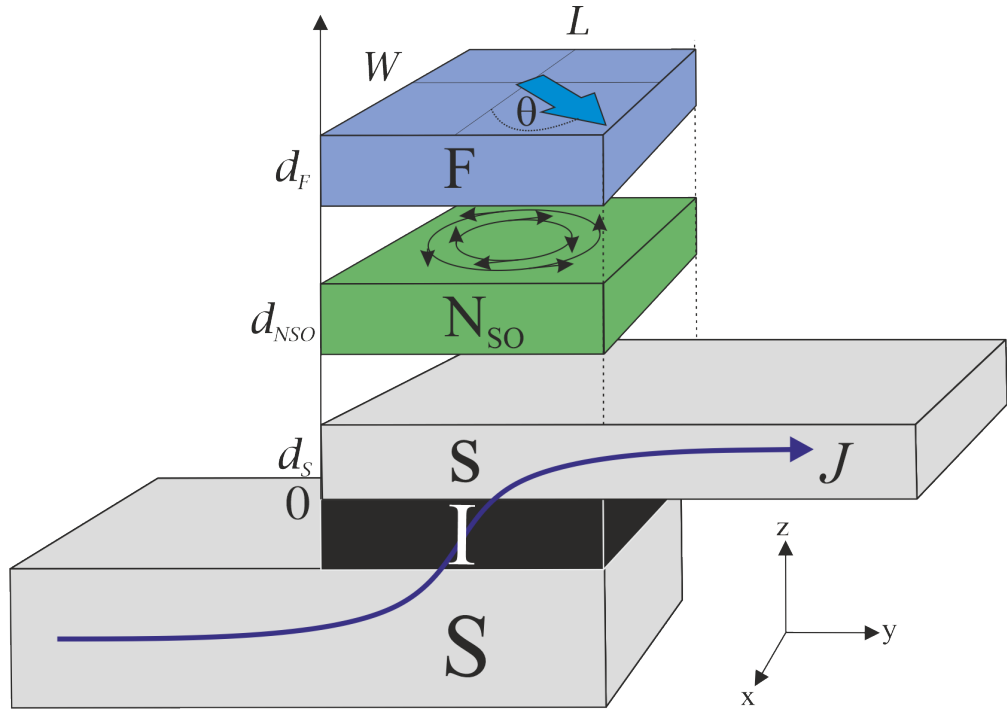


Рис. 4.6: Схематическое изображение SIsN_{SO}F спинного вентиля.

магнетик. Из рис. 4.5а хоть и следует, что восстановление Δ_S может быть порядка $1.1T_c$, что больше при $S - N_{SO} - F$ -схеме, но оно достигается при больших толщинах сверхпроводника ($3\xi_S$ против $2.1\xi_S$). Это тоже является преимуществом схемы со COB, так как в джозефсоновской электронике важно уменьшение кинетической индуктивности, которая прямо пропорциональна длине сверхпроводника.

4.3 Джозефсоновский спиновый вентиль

В данной части главы предлагается конструкция спинного джозефсоновского вентиля, которая облегчает переключение между двумя predetermined состояниями и обеспечивает плавные и в то же время значительные изменения его критического тока.

Предлагаемое устройство представляет собой туннельный джозефсоновский контакт между массивным сверхпроводником S и многослойной структурой sN_{SO}F, состоящей из слоя нормального металла (N_{SO}) со спин-орбитальным взаимодействием, монодоменной ферромагнитной пленки (F) и сверхпроводящей пленки (s). Предполагается, что материалы S и s являются сверхпроводниками с обычным s-волновым потенциалом спаривания; в слое N_{SO} сосуществуют два типа спин-орбитального рассеяния (Рашбы и Дрессельхауса) [253; 256];

Предлагаемое устройство SIsN_{SO}F, изображенное на рис.4.6, состоит из двух обычных сверхпроводников (S и s) с синглетным парным потенциалом, разделенных изолятором (I). Тонкий верхний s-электрод контактирует с бислойной структурой, включающей

ферромагнетик (F) и нормальный металл (N_{SO}) со спин-орбитальным взаимодействием (COB). Причем, в слое N_{SO} сосуществуют два типа спин-орбитального рассеяния (Рашбы и Дрессельхауса) [253; 256]; направление вектора разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} — верхнего слоя F располагается в плоскости $0xy$ и может образовывать произвольный угол с направлением $0x$. Предполагается, что ширина (W) и длина (L , по оси y) контакта значительно меньше глубины проникновения Джозефсона, а L существенно больше сверхпроводящей длины когерентности ξ_s . Это позволяет пренебречь эффектом близости, когда часть верхнего s-электрода выходит за пределы структуры $SlN_{SO}F$.

4.3.1 Эффект близости в $sN_{SO}F$ части

Как следует из объяснений в части 1.4, в ферромагнитной пленке спины квазичастиц ориентированы вдоль вектора разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} — $\mathbf{M}$. Изотропное спин-орбитальное рассеяние частично нарушает [257] этот порядок в N_{SO} -слое. Следовательно, подавление сверхпроводимости в структуре $SlN_{SO}F$ с обычным нормальным металлом будет сильнее, чем в аналогичном контакте при прочих равных условиях. Однако, если вектор $\mathbf{M}$ лежит в плоскости F-слоя, а COB анизотропен в той же плоскости в N_{SO} -пленке, критический ток спинового вентиля в структуре $SlN_{SO}F$ будет зависеть от направления $\mathbf{M}$. Известно [252; 258], что такая анизотропия возникает при одновременном существовании в N_{SO} -слое двух типов COB: Рашбы [259] и Дрессельхауса [260].

Сверхпроводящий потенциал спаривания s-слоя Δ , как показывает анализ влияния COB на эффект близости в структуре $sN_{SO}F$, установленный в первой части данной главы, зависит от угла θ разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} — F-слоя. COB эффективно разрушает триpletные корреляции, возникающие в F-слое, при угле $\theta = \pi/4$, защищая сверхпроводящий порядок от отравления. Однако при угле $\theta = 3\pi/4$ COB игнорирует триpletные корреляции, и парный потенциал s-слоя подавляется обратным эффектом близости.

Для дальнейшего рассмотрения устройств введем параметр $\delta\Delta = \Delta_s(\theta = \pi/4) - \Delta_s(\theta = 3\pi/4)$, представляющий собой разницу парного потенциала в защищенном и незащищенном состояниях. Этот параметр δ характеризует «силу» эффекта спинового вентиля.

Зависимость δ от геометрических масштабов d_s и d_F структуры $sN_{SO}F$ показана на рис. 4.7. Типичные для гибридных структур значения остальных параметров: $d_{NSO} = 0.2\xi$, $\alpha = \beta = 1$, $h = 20T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$. При толстом F-слое ($d_F > \xi$) существенный эффект спинового вентиля наблюдается только вблизи критической толщины $d_{sC} \approx 2.72\xi$ (зеленая полоска), при которой сверхпроводимость в s-слое почти полностью подавлена эффектом близости.

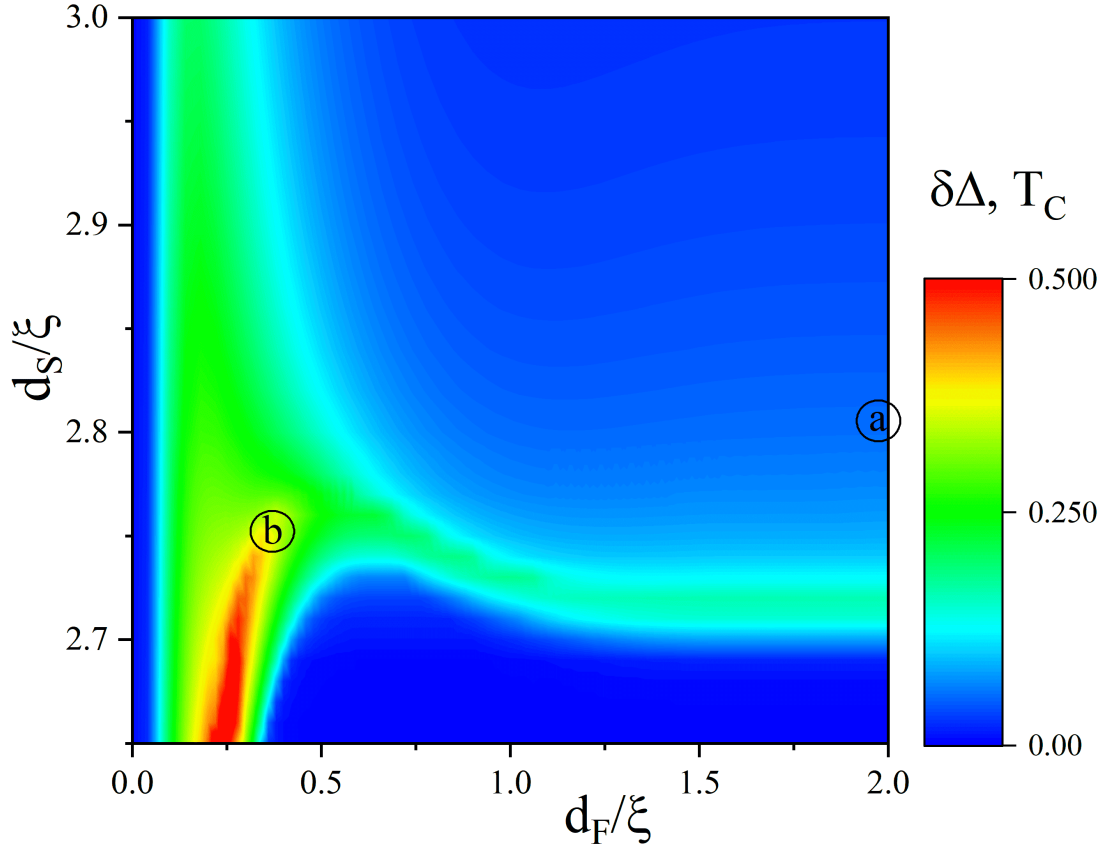


Рис. 4.7: Карта разности параметра порядка между защищённым и незащищённым состояниями, представленная как разность параметров порядка $\delta\Delta = \Delta_s(\theta = \pi/4) - \Delta_s(\theta = 3\pi/4)$ в зависимости от толщины s- и F-слоёв. Параметр порядка Δ_s рассчитывался на границе Is-слоя со стороны s-слоя. Буквы в кружках соответствуют наборам толщин, использованным на рис. 4.8а и б соответственно. Расчёты выполнены для параметров: $d_{NSO} = 0.2\xi$, $\alpha = \beta = 1$, $h = 20T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$.

В пределе тонкого F-слоя ($d_F \approx 0.2\xi$) спин-вентильный эффект проявляется в широком диапазоне толщин s-слоя. В этом случае критическая толщина d_{sC} уменьшается, а область с максимальным спин-вентильным эффектом возникает при $d_F \approx 0.2\xi$ и $d_s \approx d_{sC}$. В максимальной области значение (красная) силы спин-вентильного эффекта δ достигает $0.5 T_C$. Так Вторая точка (b) соответствует тонкому F-слою ($d_F = 0.38\xi$) и s-слою ($d_s = 2.75\xi$), что обеспечивает максимальный эффект спинового вентиля.

Рассмотрим пространственное распределение сверхпроводящих корреляций в управляемом джозефсоновском SIsN_{SO}F спиновом венти́ле. На рисунке 4.8 представлены пространственные распределения функции $f_0(z)$ в точках (a) и (b) с карты рисунка 4.7. Зависимость $f_0(z)$ для $\theta = \pi/4$ показана сплошными черными кривыми, а для $\theta = 3\pi/4$ – пунктирными красными. Рисунок 4.8а иллюстрирует, что при толщинах F-слоя, превышающих ξ_S , и $z \gtrsim 3.5\xi_S$, функции $f_0(z)$ для обоих углов θ совпадают и меняют знак с положительного на отрицательный из-за граничного условия (4.14). При приближении к границе N_{SO}F -интерфейса разница между красными и черными кривыми возрастает. Это объясняется тем, что при $\theta = \pi/4$ спин-орбитальное рассеяние электронов в

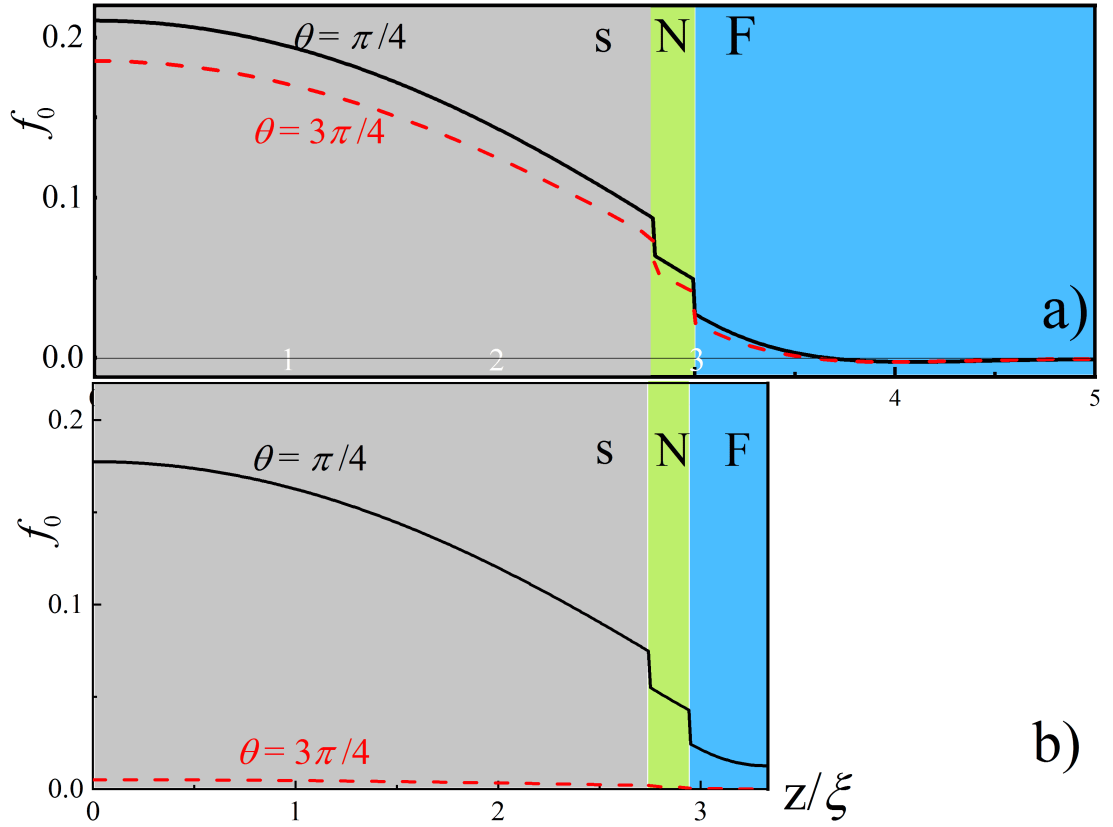


Рис. 4.8: Пространственные распределения аномальной функции Грина $f_0(z)$, рассчитанные для параметров $\omega = \pi T$, $\theta = \pi/4$, $\theta = 3\pi/4$, $\alpha = \beta = 1$, $d_{NSO} = 0.2\xi$, $h = 20T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$. Вычисления выполнены для случаев: а) $d_S = 2.8\xi$, $d_F = 2\xi$ и б) $d_S = 2.75\xi$, $d_F = 0.38\xi$.

N_{SO} -материале эффективно снижает ферромагнитное упорядочение квазичастиц около границы $N_{SO}F$. При $\theta = 3\pi/4$ слой N_{SO} ведет себя как обычный нормальный металл, и зеемановское расщепление подзон в ферромагнетике не меняется. Поэтому подавление f_0 на границе $N_{SO}F$ сильнее при $\theta = 3\pi/4$. По мере приближения к Is-интерфейсу разница между значениями f_0 для разных углов увеличивается, что расширяет возможности управления критическим током. Такое поведение определяется граничным условием (4.14) на Is-интерфейсе.

При малых толщинах F-пленки (рис. 4.8b, случай сильного эффекта спинового вентилирования, точка (b) на рис. 4.7) ситуация меняется существенно. При $\theta = \pi/4$ эффективная обменная энергия в F-слое значительно подавляется трансграничным влиянием спин-орбитального рассеяния в N_{SO} -материале. Это позволяет удовлетворить граничному условию (4.14) на свободной границе ферромагнетика при конечных значениях f_0 в её окрестности.

При $\theta = 3\pi/4$ такого подавления триплетных функций Грина нет. Следовательно, сверхпроводящий порядок не защищен от триплетного отравления, и S-слой переходит в нормальное состояние с $f_0 = 0$.

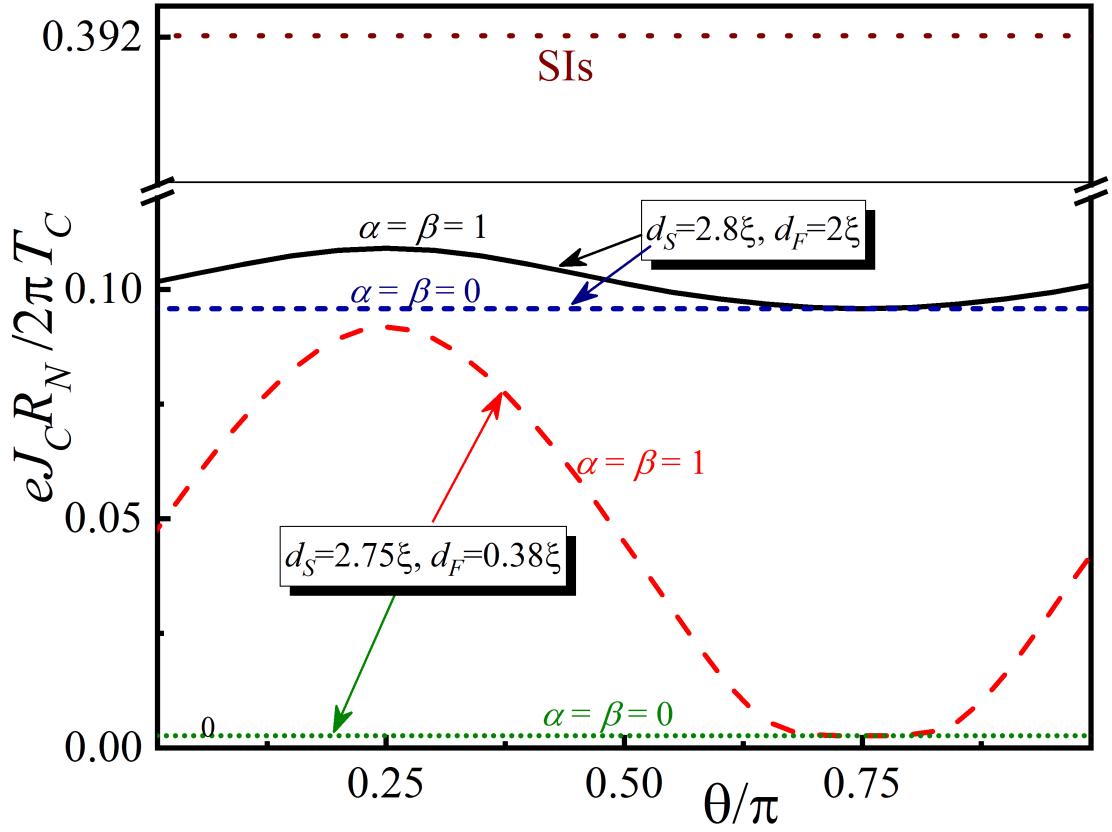


Рис. 4.9: Зависимости критического тока для спинового вентиля $\text{SIIsN}_{SO}\text{F}$ от угла θ между направлениями $\mathbf{h}$ и $\mathbf{n}_x$. Расчёты выполнены для параметров $\omega = \pi T$, $\theta = \pi/4$, $\theta = 3\pi/4$, $\alpha = \beta = 1$, $h = 20T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$, $d_{NSO} = 0.2\xi$ и двух наборов толщин: $d_S = 2.8\xi$, $d_F = 2\xi$ и $d_S = 2.75\xi$, $d_F = 0.38\xi$. Величина туннельного критического тока между двумя объёмными сверхпроводниками обозначена маркером "SIIs".

Таким образом, различие в поведении $f_0(z)$ при различных углах разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} – и толщинах F-слоя определяет эффект спинового вентиля. В случае толстого F-слоя управление критическим током связано с изменением f_0 на границе Is-интерфейса, а в случае тонкого F-слоя происходит переход S-слоя в нормальное состояние при $\theta = 3\pi/4$. Далее мы рассмотрим влияние этих пространственных распределений сверхпроводящих корреляций на критический ток джозефсоновского перехода.

4.3.2 Критический ток в $\text{SIIsN}_{SO}\text{F}$ -структуре

Критический ток спинового вентиля $\text{SIIsN}_{SO}\text{F}$ определяется формулой Амбегаокара-Баратова [194] для асимметричных туннельных контактов SIIs:

$$\frac{eJ_c R_N}{2\pi T_c} = \frac{T}{T_c} \sum_{\omega > 0} \frac{\Delta_0 f_0}{\sqrt{(\omega^2 + \Delta_0^2)}}, \quad (4.17)$$

где Δ_0 – модуль параметра порядка в S-электроде, а f_0 – значения аномальных (зависящих от ω) функций Грина на Is-интерфейсе ($z = 0$).

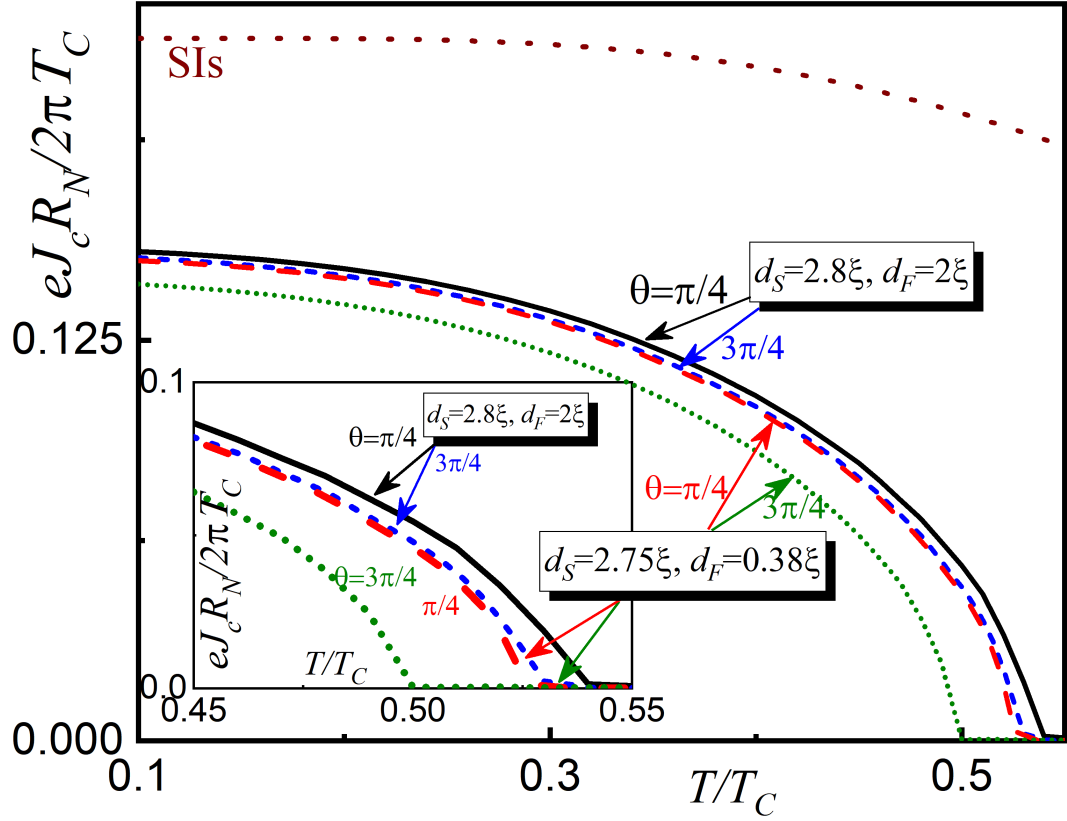


Рис. 4.10: Зависимости критического тока спинового вентилля SIsN_{SO}F от температуры T . Расчёты выполнены для углов $\theta = \pi/4$ и $\theta = 3\pi/4$ при двух наборах толщин: $d_S = 2.8\xi$, $d_F = 2\xi$ и $d_S = 2.75\xi$, $d_F = 0.38\xi$. Для всех кривых использованы параметры: $\alpha = \beta = 1$, $h = 20T_C$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_B = 0.3$, $d_{NSO} = 0.2\xi$. Величина туннельного критического тока между двумя объёмными сверхпроводниками обозначена маркером "SIs".

На рисунке 4.9 представлены рассчитанные при $T = 0.5T_C$, $\alpha = \beta = 1$, $h = 20T_C$, $\gamma_B = 0.3$, $d_{NSO} = 0.2\xi$ зависимости критической плотности тока $J_c(\theta)$ для двух комбинаций толщин S- и F-плёнок: $d_F = 2\xi$, $d_S = 2.8\xi$ и $d_F = 0.38\xi$, $d_S = 2.75\xi$. Коричневые, синие и зеленые штриховые линии соответствуют поведению J_c для туннельных переходов SIs, SIsNF (рис.4.8a) и SIsNF (рис.4.8b) соответственно ("N" обозначает N_{SO} -слой без спин-орбитального взаимодействия). Эффект близости в верхнем электроде туннельных структур подавляет критический ток; минимальное подавленное значение J_c примерно в 8 раз меньше, чем у структуры SIs. При $d_S = 2.8\xi$ и $d_F = 0.38\xi$ зависимость $J_c(\theta)$ немонотонна, с малой разницей между максимальным и минимальным значениями J_c . Однако при $d_F = 0.38\xi$ и $d_S = 2.75\xi$ эта разница существенна, обеспечивая плавное управление критическим током путем изменения направления вектора разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} — в F-слое.

На рис.4.10 показана зависимость критического тока SIsN_{SO}F структуры от температуры для двух вышеуказанных наборов толщин. Видно, что на всем температурном

диапазоне конфигурация сверхпроводимости при $\theta = \pi/4$ оказывается более защищенной, а также разница токов между $\theta = \pi/4$ и $\theta = 3\pi/4$ существеннее при критическом наборе толщин (то есть при $d_S = 2.75\xi$, $d_F = 0.38\xi$).

В заключение, рассмотренный спиновый вентиль SIsN_{SO}F позволяет плавно регулировать протекающий сверхток или индуктивность цепи путем изменения направления вектора разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} — в F-слое. Это преимущество отличает его от аналогов [126; 130; 261–263], демонстрирующих скачкообразное изменение характеристик при переключении между параллельной и антипараллельной ориентациями разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} — ферромагнитных материалов.

4.4 Выводы к главе 4

В данной главе рассматривалась реализация спинового вентиля в $S - N_{SO} - F$ -системе с S-сверхпроводником, F-ферромагнетиком и N_{SO} -нормальным металлом со спин-орбитальным взаимодействием. Для количественного анализа сверхпроводимости была выбрана величина сверхпроводящего параметра порядка Δ_S на свободной границе S-слоя. Продemonстрировано синусоидальное поведение Δ_S в зависимости от угла поворота разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} — при фиксированном направлении относительно кристаллографической оси COB. Максимальные значения наблюдаются при угле поворота $\theta = \pi/4$. Минимальное значение — при $\theta = 3\pi/4$, причем, при смешанном типе ($\alpha = \beta$) эффект защиты сверхпроводимости полностью оказывается максимальным. Также была показана зависимость при различных соотношениях параметров спин-орбитального связывания. Зависимости от толщины ферромагнетика d_F демонстрируют максимальное увеличение Δ_S вблизи смены знака f_0 синглетной функции. В случае возвратного поведения сверхпроводимости при смене ориентации разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} — наблюдалось достаточно ощутимое восстановление Δ_S .

В последней части главы была предложена конструкция спинового джозефсоновского вентиля на основе структуры SIsN_{SO}F . Проведено исследование влияния толщин сверхпроводящего (s) и ферромагнитного (F) слоёв на параметр порядка Δ_s . Путем анализа критического тока найдены условия, при которых изменение угла разориентации между углом намагниченности и кристаллографическими осями N_{SO} — F-слоя приводит к плавному и значительному изменению критического тока J_c . Максимальный эффект наблюдался при тонком F-слое ($d_F \approx 0.2 - 0.4\xi$) и критической толщине s-слоя ($d_s \approx 2.7 - 2.8\xi$). Также были построены температурные зависимости: продемонстрировано, что эффект спинового вентиля сохраняется в широком диапазоне температур. Данное устройство может использоваться в сверхпроводниковой спинтронике и управляемых джозефсоновских элементах для квантовых вычислений. Его отличие от

аналогов состоит в том, что он управляется плавным плавным переключением, а не скачкообразным и использует только один ферромагнитный слой.

Заключение

Основные результаты работы

1. Метод джозефсоновской спектроскопии, основанный на анализе плотности состояний, показал высокую эффективность для определения ключевых параметров системы, таких как длины когерентности материалов, удельное сопротивление, параметр прозрачности границ и др. Для Nb/CuNi-бислоев путем теоретического фита СТМ экспериментальных данных было установлено, что в ферромагнитных кластерах CuNi эффективная обменная энергия H может сильно отличаться от значения для чистого никеля. Так, при высоких значениях H (около 1000K) щель в спектре F-слоя полностью закрыта; при величинах H порядка нескольких десятков K формируется высокий нулевой пик на энергии Ферми; при значениях в несколько K и меньше на спектре наблюдается минищель (в данном случае шириной $\delta \sim 0.4$ мэВ), которая может быть существенно меньше щели в объемном Nb ($\Delta_{Nb} = 1.4$ мэВ). Разработанный подход открывает перспективы для дальнейших улучшения настройки технологического процесса в области сверхпроводниковых гибридных систем.

2. BAX SIsFS-структур позволяют получить информацию о состоянии электронных корреляций (о плотности состояний) в sF области слабой связи. Так в случае толстого ферромагнетика ($d_F = 2\xi_S$) s-слой испытывает влияние только F-слоя и в спектре s-плёнки могут наблюдаться подщелевые состояния и уменьшенные когерентные пики. В случае тонкого ферромагнетика ($d_F = 0.5\xi_S$) картина оказывается более сложной из-за влияния объемного S-электрода. Так при малых H происходит наложение когерентных пиков собственно s-слоя и S-сверхпроводника. Обнаружено, что в SIsFS-структуре переход в π -состояние и обратно наблюдается при изменении обменного поля до значения $H \approx 11T_C$ для толщины ферромагнитного слоя $d_F = 2\xi_S$.

3. Обнаружен и исследован триггерный эффект в $SF_1S_1F_2$ структуре, заключающийся том, что s-слой, собственная сверхпроводимость которого полностью подавляется $F_1S_1F_2$ спиновым вентилем, переходит в сверхпроводящее состояние только при подпитке со стороны сверхпроводящего источника S. Данный триггерный эффект обеспечивает в данной структуре сверхпроводящий спин-вентильный эффект - изменения сверхпроводящего параметра порядка Δ_s в s-слое за счет изменения угла разориентации векторов намагниченности ферромагнитных слоев спинового вентиля $F_1S_1F_2$. Найдены оптимальные наборы материальных и геометрических параметров, при которых вели-

чина изменения Δ_s вследствие перемангничивания составляет порядка T_C .

4. Предложена структура $SF_1S_1F_2SIS$ для создания джозефсоновского спинового вентиля. Причем, он будет иметь высокое характеристическое напряжение $I_C R_N$, сопоставимое с $I_C R_N$ SIS-контактов, не только в 0, но и в π -состоянии с возможностью как плавного изменения критического тока, так и скачкообразных переходов между 0- и π -состояниями. Установлены основные режимы работы перехода в зависимости от толщин ферромагнитных слоёв и s-слоя:

5. На основе $SF_1S_1F_2sN$ структуры разработан спиновый вентиль по управлению кинетической индуктивностью. Показано, что добавление низкоомного N нормального металла (с удельным сопротивлением $\rho_N = 0.1\rho_S$) усиливает спин-вентильный эффект и позволяет достичь изменения кинетической индуктивности L_K на 300-400% при изменении угла разориентации векторов намагниченности F слоев. Найдена двухступенчатая зависимость кинетической индуктивности от протекающего тока смещения J, причем разрушение сверхпроводимости в sN-части происходит при токах, примерно в 2 раза ниже критического тока объемного S-электрода. Таким образом, продемонстрировано, что $SF_1S_1F_2sN$ структуру можно использовать как нелинейный элемент в схемах сверхпроводниковой электроники.

6. Теоретически обоснована возможность создания эффективных спиновых вентилях на основе сверхпроводниковых гетероструктур с одним ферромагнитным слоем F и слоем нормального металла N_{SO} , обладающим спин-орбитальным взаимодействием. Показана ключевая роль спин-орбитального взаимодействия в управлении сверхпроводящими свойствами в подобной $sN_{SO}F$ -структуре. Установлено, что оптимальная комбинация $\alpha = \beta$ параметров спин-орбитального рассеяния Рашбы (α) и Дрессельхауса (β) при углах $\theta = 0.25\pi$ разориентации между направлением намагниченности ферромагнетика и кристаллографическими осями нормального металла позволяет существенно усиливать синглетную сверхпроводимость, изменяя сверхпроводящий параметр порядка на свободной поверхности s-пленки более чем на 30%. Также обнаружено подавление триплетных корреляций в N_{SO} -слое на 40-45% за счет спин-орбитального взаимодействия.

7. Разработана новая компактная конструкция джозефсоновского перехода $SISN_{SO}F$ -типа с возможностью плавного управления величиной критического тока путем изменения угла θ разориентации между направлением намагниченностью ферромагнетика и кристаллографическими осями нормального металла. Определены оптимальные толщины слоев: $d_F \approx 0.2\xi$ и $d_s \approx 2.75\xi$, обеспечивающие максимальный эффект джозефсоновского спинового вентиля, величина изменения криттока в котором составляет $\sim 25\%$ от криттока SIS контакта.

Список публикаций автора

Результаты диссертации отражены в следующих публикациях в научных журналах, рекомендованных для защиты в диссертационных советах МГУ по специальности и отрасли наук:

- [A1] Bakurskiy S.V., Neilo A.A., Klenov N.V., Soloviev I.I., Kupriyanov M.Yu. Dynamic properties of asymmetric double Josephson junction stack with quasiparticle imbalance // Nanotechnology. - 2019. - vol. 30. - p. 324004. Импакт-фактор 2.8 (JIF). DOI: 10.1088/1361-6528/ab1a8e. EDN: UIFLND. Объем 0.46 п.л. из них 0.16 п.л. вклад Неило А.А.
- [A2] Bakurskiy S.V., Neilo A.A., Klenov N.V., Soloviev I.I., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu. Density of states and current-voltage characteristics in SIsFS junctions // Superconductor Science and Technology. - 2021. - vol. 34. - p. 085007. Импакт-фактор 3.7 (JIF). DOI: 10.1088/1361-6668/ac0870. EDN: QAXZFY. Объем 0.63 п.л. из них 0.3 п.л. вклад Неило А.А.
- [A3] Stolyarov Vasily, Oboznov Vladimir, Kasatonov Daniil, Neilo Alexey, Bakurskiy Sergey, Klenov Nikolay, Soloviev Igor, Kupriyanov Mikhail, Golubov Alexander, Cren Tristan, Roditchev Dimitri. Effective Exchange Energy in a Thin, Spatially Inhomogeneous CuNi Layer Proximized by Nb // Journal of Physical Chemistry Letters. - 2022. - vol. 13. - p. 6400-6406. Импакт-фактор 4.6 (JIF). DOI: 10.1021/acs.jpcllett.2c00978. EDN: FOLIRH. Объем 0.75 п.л. из них 0.17 п.л. вклад Неило А.А.
- [A4] Neilo Alexey, Bakurskiy Sergey, Klenov Nikolay, Soloviev Igor, Kupriyanov Mikhail. Superconducting Valve Exploiting Interplay between Spin-Orbit and Exchange Interactions // Nanomaterials. - 2022. - vol. 12. - p. 4426. Импакт-фактор 4.7 (JIF). DOI: 10.3390/nano12244426. EDN: NKHCCW. Объем 0.86 п.л. из них 0.5 п.л. вклад Неило А.А.
- [A5] Neilo A., Bakurskiy S., Klenov N., Soloviev I., Kupriyanov M. Tunnel Josephson Junction with Spin-Orbit/Ferromagnetic Valve // Nanomaterials. - 2023. - vol. 13. - p. 1970. Импакт-фактор 4.7 (JIF). DOI: 10.3390/nano13131970. EDN: HVIHGL. Объем 0.75 п.л. из них 0.5 п.л. вклад Неило А.А.
- [A6] Neilo A., Bakurskiy S., Klenov N., Soloviev I., Kupriyanov M. Spin-Valve-Controlled

- Triggering of Superconductivity // *Nanomaterials*. - 2022. - vol. 14. - p. 245. Импакт-фактор 4.7 (JIF). DOI: 10.3390/nano14030245. EDN: YLHNSJ. Объем 0.63 п.л. 0.4 из них п.л. вклад Неило А.А.
- [A7] Neilo Alexey, Bakurskiy Sergey, Klenov Nikolay, Soloviev Igor, Stolyarov Vasily, Kupriyanov Mikhail. Josephson spin valve controlled by a superconducting trigger effect // *Applied Physics Letters*. - 2024. - vol. 125. - p. 162601. Импакт-фактор 3.6 (JIF). DOI: 10.1063/5.0220387. EDN: ULXCCZ. Объем 0.4 п.л. из них 0.25 п.л. вклад Неило А.А.
- [A8] Nazhestkin Ivan A., Bakurskiy Sergey V., Neilo Alex A., Tarasova Irina E., Ismailov Nidzhat, Gurtovoi Vladimir L., Egorov Sergey V., Lisitsyn Sergey A., Stolyarov Vasily S., Antonov Vladimir N., Ryazanov Valery V., Kupriyanov Mikhail Y., Soloviev Igor I., Klenov Nikolay V., Yakovlev Dmitry S. High Kinetic Inductance in Platinum-Coated Aluminum Nanobridge Interferometers // *Advanced Engineering Materials*. - 2025. - vol. 27. - p. 2402385. Импакт-фактор 2.968 (JIF). DOI: 10.1002/adem.202402385. EDN: INFDDL. Объем 0.52 п.л. из них 0.1 п.л. вклад Неило А.А.
- [A9] Неило А.А., Бакурский С.В., Кленов Н.В., Соловьев И.И., Куприянов М.Ю. Магнитное управление кинетической индуктивностью в элементах сверхпроводниковой электроники // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. - 2025. - том 121, с. 63-71. Импакт фактор 1.4 (JIF). <https://dx.doi.org/10.31857/S0370274X25010101>. EDN: MCMJJU. Объем 0.46 п.л. из них 0.25 п.л. вклад Неило А.А.

А также в других научных журналах:

- [A10] Bakurskiy Sergey, Ruzhickiy Vsevolod, Neilo Alexey, Klenov Nikolay, Soloviev Igor, Kupriyanov Mikhail, Elistratova Anna, Shishkin Andrey, Stolyarov Vasily. Thouless energy in Josephson SN-N-NS bridges // *Mesoscience & Nanotechnology*. - 2024. - vol. 1. - p. 01003. <https://jmsn.press/publications/01-01003>. Объем 0.58 п.л. из них 0.1 п.л. вклад Неило А.А.

Обозначения

e - элементарный заряд

$\hbar$ - постоянная Планка

m - масса электрона

T - температура системы

T_c - критическая температура сверхпроводящего перехода

$\hat{a}^\dagger, \hat{a}$ - операторы рождения и уничтожения электрона

$\sigma_i, i = 1, 2, 3(x, y, z)$ - матрицы Паули

$\hat{\alpha}^\dagger, \hat{\alpha}$ - операторы рождения и уничтожения электрона квазичастицы Боголюбова

$\delta(\vec{r})$ - дэльта функция Дирака

$\delta_{i,j}$ - символ Кронекера

Δ - сверхпроводящий параметр порядка

v_F - скорость Ферми

k_F - импульс Ферми

E_F - энергия Ферми

λ_F - длина волны Ферми

ω_D - дебаевская частота

$\Theta(x)$ - функция Хевисайда

$Tr[...]$ - операция взятия следа

ω - мацубаровская частота

γ_B - параметр прозрачности

c - скорость света

Φ - электрический потенциал

D - коэффициент диффузии

H (h) - обменная энергия в ферромагнетике

ДОС (density of state) - плотность состояний

СОВ - спин-орбитальное взаимодействие

ТФЗ - ток-фазовая зависимость

СДВ - сверхпроводящие джозефсоновские вентили

Список литературы

1. *Strukov D. B., Likharev K. K.* CMOS FPGA: a reconfigurable architecture for hybrid digital circuits with two-terminal nanodevices // *Nanotechnology*. — 2005. — Т. 16. — С. 137–144. — DOI: 10.1088/0957-4484/16/6/045. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0957-4484/16/6/045>.
2. *Xu W., Wang J., Yan X.* Neuromorphic computing with memristive devices // *Front. Nanotechnol.* — 2021. — Т. 3. — С. 645995. — DOI: 10.3389/fnano.2021.645995. — URL: <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fnano.2021.645995/full>.
3. *Linder J., Robinson J. W. A.* Superconducting spintronics // *Nat. Phys.* — 2015. — Т. 11. — С. 307–315. — DOI: 10.1038/nphys3242. — URL: <https://www.nature.com/articles/nphys3242>.
4. *Likharev K. K.* Dynamics of Josephson junctions and circuits // *IEEE Trans. Magn.* — 1976. — Т. 13. — С. 242–244. — DOI: 10.1109/TMAG.1976.1058887. — URL: https://api.pageplace.de/preview/DT0400.9781351454193_A42757240/preview-9781351454193_A42757240.pdf.
5. *Likharev K. K., Semenov V. K.* RSFQ logic/memory family: a new Josephson-junction technology for sub-terahertz-clock-frequency digital systems // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* — 1991. — Т. 1, № 3. — С. 3–28. — DOI: 10.1109/77.84615. — URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/84615>.
6. Phase-controlled ground-state supercurrent in topological Josephson junctions / S. V. Bakurskiy [и др.] // *Supercond. Sci. Technol.* — 2021. — Т. 34. — С. 085001. — DOI: 10.1088/1361-6668/abf1a3. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6668/abf1a3>.
7. Atomic-scale visualization of interfacial superconductivity in a two-dimensional superconductor / R. Yano [и др.] // *J. Phys. Chem. Lett.* — 2021. — Т. 12, № 17. — С. 4180–4186. — DOI: 10.1021/acs.jpcllett.1c00858. — URL: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/acs.jpcllett.1c00858>.
8. Proximity effect at superconducting Sn-Bi₂Se₃ interface / C. Carbillet [и др.] // *Phys. Rev. B.* — 2020. — Т. 102. — С. 024504. — DOI: 10.1103/PhysRevB.102.024504. — URL: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.102.024504>.
9. Proximity effect between two superconductors spatially resolved by scanning tunneling microscopy / V. Cherkez [и др.] // *Phys. Rev. X.* — 2014. — Т. 4. — С. 011033. — DOI: 10.1103/PhysRevX.4.011033. — URL: <https://journals.aps.org/prx/abstract/10.1103/PhysRevX.4.011033>.
10. Josephson effect in SISFS junctions with a floating node / I. I. Soloviev [и др.] // *Phys. Rev. Applied.* — 2021. — Т. 16. — С. 044060. — DOI: 10.1103/PhysRevApplied.16.044060. — URL: <https://journals.aps.org/prapplied/abstract/10.1103/PhysRevApplied.16.044060>.

11. Quantum Artificial Life in an IBM Quantum Computer / U. Alvarez-Rodriguez [и др.] // Scientific Reports. — 2018. — Т. 8. — С. 14793. — DOI: 10.1038/s41598-018-33125-3. — URL: <https://www.nature.com/articles/s41598-018-33125-3>.
12. Superconducting triplet spin valve / Y. V. Fominov [и др.] // JETP Letters. — 2010. — Т. 91, № 6. — С. 308—313. — DOI: 10.1134/S0021364010060069. — URL: <https://link.springer.com/article/10.1134/S0021364010060069>.
13. Controllable $0-\pi$ Josephson junctions containing a ferromagnetic spin valve / E. C. Gingrich [и др.] // Nat. Phys. — 2016. — Т. 12. — С. 564—567. — DOI: 10.1038/nphys3681. — URL: <https://www.nature.com/articles/nphys3681>.
14. *Abrikosov A. A., Gorkov L. P., Dzyaloshinski I. E.* Methods of Quantum Field Theory in Statistical Physics. — New York : Dover, 1975.
15. *Meissner W., Ochsenfeld R.* Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit // Naturwissenschaften. — 1933. — Т. 21, № 44. — С. 787—788. — DOI: 10.1007/BF01504252. — URL: <https://link.springer.com/article/10.1007/BF01504252>.
16. *Гинзбург В. Л., Ландау Л. Д.* К теории сверхпроводимости // ЖЭТФ. — 1950. — Т. 20. — С. 1064—1082. — URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_020_04_1064.pdf.
17. *Fröhlich H.* Interaction of electrons with lattice vibrations // Proc. Roy. Soc. Lond. A. — 1952. — Т. 215. — С. 291—298. — DOI: 10.1098/rspa.1952.0217. — URL: <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1952.0217>.
18. *Cooper L. N.* Bound electron pairs in a degenerate Fermi gas // Phys. Rev. — 1956. — Т. 104. — С. 1189—1190. — DOI: 10.1103/PhysRev.104.1189. — URL: <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.104.1189>.
19. *Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R.* Theory of Superconductivity // Phys. Rev. — 1957. — Т. 106. — С. 162—164. — DOI: 10.1103/PhysRev.106.162. — URL: <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.106.162>.
20. *Боголюбов Н. Н.* О новом методе в теории сверхпроводимости // ЖЭТФ. — 1958. — Т. 34, № 1. — С. 58—65. — URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_007_01_0041.pdf.
21. *Gennes P. G. de.* Boundary Effects in Superconductors // Rev. Mod. Phys. — 1964. — Т. 36. — С. 225—237. — DOI: 10.1103/RevModPhys.36.225. — URL: <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.36.225>.
22. *Свидзинский А. В.* Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости. — М. : Наука, 1982.
23. Физические основы функционирования макроскопических квантовых устройств / Н. В. Кленов [и др.]. — Москва : Брис-М, 2019. — С. 214. — ISBN 978-5-905376-21-4.
24. *Usadel K. D.* Generalized Diffusion Equation for Superconducting Alloys // Phys. Rev. Lett. — 1970. — Т. 25. — С. 507—509. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.25.507. — URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.25.507>.
25. *Josephson B. D.* Possible new effects in superconductive tunnelling // Phys. Lett. — 1962. — Т. 1. — С. 251—253. — DOI: 10.1016/0031-9163(62)91369-0. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0031916362913690>.
26. *Josephson B. D.* Coupled superconductors // Rev. Mod. Phys. — 1964. — Т. 36. — С. 216—220. — DOI: 10.1103/RevModPhys.36.216. — URL: <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.36.216>.

27. *Andreev A. F.* The thermal conductivity of the intermediate state in superconductors // Sov. Phys. JETP. — 1964. — Т. 46, № 5. — С. 1228–1231. — URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_019_05_1228.pdf.
28. *Zaitsev A. V.* Quasiclassical boundary conditions for superconductors // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1984. — Т. 86. — С. 1742–1757. — URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_059_05_1015.pdf.
29. *Kuprianov M. Y., Lukichev V. F.* Influence of boundary transparency on the critical current of Josephson junctions // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1988. — Т. 94. — С. 139–149. — URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_067_05_1163.pdf.
30. Rare-earth contributions to the x-ray magnetic circular dichroism at the Co K edge in rare-earth-cobalt compounds investigated by multiple-scattering calculations / J. P. Rueff [и др.] // Phys. Rev. B. — 1998. — Т. 58. — С. 12271–12281. — DOI: 10.1103/PhysRevB.58.12271. — URL: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.58.12271>.
31. *Попов А. М., Тихонова О. В.* АТОМНАЯ ФИЗИКА. — Нобель Пресс, 2019.
32. *Kasuya T.* A Theory of Metallic Ferro- and Antiferromagnetism on Zener's Model // Progress of Theoretical Physics. — 1956. — Т. 16, № 1. — С. 45–57. — DOI: 10.1143/PTP.16.45. — URL: <https://academic.oup.com/ptp/article/16/1/45/1931211>.
33. *Korenblit I. Y., Shender E. F.* Ferromagnetism of disordered systems // Soviet Physics Uspekhi. — 1978. — Т. 21, № 10. — С. 832–842. — DOI: 10.1070/PU1978v021n10ABEH005686. — URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1070/PU1978v021n10ABEH005686>.
34. *Buzdin A. I.* Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures // Rev. Mod. Phys. — 2005. — Т. 77. — С. 935–976. — DOI: 10.1103/RevModPhys.77.935. — URL: <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.77.935>.
35. *Apinyan V., Mélin R. R.* Exchange interaction between localized spins and conduction electrons in superconductors // Eur. Phys. J. B. — 2002. — Т. 25. — С. 373–389. — DOI: 10.1140/epjb/e20020045. — URL: <https://link.springer.com/article/10.1140/epjb/e20020045>.
36. Oscillations of the superconducting critical current in Nb-Cu-Ni-Cu-Nb junctions / Y. Blum [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Т. 89. — С. 187004. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.187004. — URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.89.187004>.
37. *Demler E. A., Arnold G. B., Beasley M. R.* Superconducting proximity effects in magnetic metals // Physical Review B. — 1997. — Т. 55. — С. 15174–15182. — DOI: 10.1103/PhysRevB.55.15174. — URL: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.55.15174>.
38. *Fulde P., Ferrell R. A.* Superconductivity in a Strong Spin-Exchange Field // Phys. Rev. — 1964. — Т. 135. — А550–А563. — DOI: 10.1103/PhysRev.135.A550. — URL: <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.135.A550>.
39. *Larkin A. I., Ovchinnikov Y. N.* Nonuniform State of Superconductors // Soviet Physics-JETP. — 1965. — Т. 20, № 3. — С. 762–770. — URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_020_03_0762.pdf.
40. *Bergeret F. S., Volkov A. F., Efetov K. B.* Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures // Rev. Mod. Phys. — 2005. — Т. 77, вып. 4. — С. 1321–1373. — DOI: 10.1103/RevModPhys.77.1321. — URL: <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.77.1321>.

41. Coupling of Two Superconductors through a Ferromagnet: Evidence for a π Junction / V. V. Ryazanov [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Март. — Т. 86, вып. 11. — С. 2427–2430. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.2427. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.2427>.
42. Thickness Dependence of the Josephson Ground States of Superconductor-Ferromagnet-Superconductor Junctions / V. A. Oboznov [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2006. — Т. 96, вып. 19. — С. 197003. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.197003. — URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.96.197003>.
43. Bulaevskii L. N., Kuzii V. V., Sobyenin A. A. Superconducting system with weak coupling to the current in the ground state // Письма в ЖЭТФ. — 1977. — Т. 25, вып. 7. — С. 314. — URL: http://jetpletters.ru/ps/0/article_21163.shtml.
44. Buzdin A. I., Bulaevskii L. N., Panyukov S. V. Critical-current oscillations as a function of the exchange field and thickness of the ferromagnetic metal (F) in an S-F-S Josephson junction // Письма в ЖЭТФ. — 1982. — Т. 35, вып. 4. — С. 147. — URL: http://jetpletters.ru/ps/0/article_19853.shtml.
45. Buzdin A. I., Kupriyanov M. Y. JOSEPHSON JUNCTION WITH A FERROMAGNETIC LAYER // JETP Letters. — Russian Federation, 1991. — Т. 53, № 6. — С. 321–326.
46. Buzdin A. I., Vujicic B., Kupriyanov M. Y. Superconductor ferromagnetic structures // Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki. — 1992. — Т. 101, № 1. — С. 231–240.
47. Transition temperatures of superconductor-ferromagnet superlattices / Z. Radović [и др.] // Phys. Rev. B. — 1991. — Июль. — Т. 44, вып. 2. — С. 759–764. — DOI: 10.1103/PhysRevB.44.759. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.44.759>.
48. Critical current in SFIFS Josephson junctions / D. Y. Gusakova [и др.] // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 2006. — Т. 83. — С. 327–331. — URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_104_03_327.pdf.
49. Hijano A., Golovach V. N., Bergeret F. S. Quasiparticle density of states and triplet correlations in superconductor/ferromagnetic-insulator structures across a sharp domain wall // Phys. Rev. B. — 2022. — Т. 105, вып. 17. — С. 174507. — DOI: 10.1103/PhysRevB.105.174507. — URL: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.105.174507>.
50. Observation of Spin-Triplet Superconductivity in Co-Based Josephson Junctions / T. S. Khaire [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Т. 104, вып. 13. — С. 137002. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.137002. — URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.104.137002>.
51. Dirac P. A. M. The Quantum Theory of the Electron // Proc. Roy. Soc. A. — 1928. — Т. 117, № 778. — С. 610–624. — DOI: 10.1098/rspa.1928.0023. — URL: <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1928.0023>.
52. Rashba E. I., Sheka V. I. Symmetry of energy bands in crystals of wurtzite type // Fiz. Tverd. Tela. — 1959. — Т. 2. — С. 162–176. — URL: http://www.ujp.bitp.kiev.ua/files/journals/1/3/1_3_1959.pdf.
53. Dresselhaus G. Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures // Phys. Rev. — 1955. — Т. 100, № 2. — С. 580–586. — DOI: 10.1103/PhysRev.100.580. — URL: <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.100.580>.

54. Topological superconductivity in semiconductor-superconductor heterostructures with spin-orbit coupling / B. Pekerten [и др.] // Phys. Rev. B. — 2022. — Т. 105. — С. 054504. — DOI: 10.1103/PhysRevB.105.054504. — URL: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.105.054504>.
55. Magnetic proximity effects in superconductor/ferromagnetic-insulator bilayers / A. Hijano [и др.] // Phys. Rev. Research. — 2021. — Т. 3. — С. 023131. — DOI: 10.1103/PhysRevResearch.3.023131. — URL: <https://journals.aps.org/prresearch/abstract/10.1103/PhysRevResearch.3.023131>.
56. *Bergeret F. S., Tokatly I. V.* Spin-orbit coupling as a source of long-range triplet proximity effect in superconductor-ferromagnet hybrid structures // Phys. Rev. B. — 2014. — Т. 89. — С. 134517. — DOI: 10.1103/PhysRevB.89.134517. — URL: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.89.134517>.
57. Magnetization-Orientation Dependence of the Superconducting Transition Temperature in the Ferromagnet-Superconductor-Ferromagnet System: CuNi/Nb/CuNi / J. Y. Gu [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Дек. — Т. 89, вып. 26. — С. 267001. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.267001. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.267001>.
58. *Gennes P. G. de.* Phys. Lett. // Physics Letters. — 1966. — Т. 23. — С. 10.
59. *Sidorenko A. S.* Reentrance phenomenon in superconductor/ferromagnet nanostructures and their application in superconducting spin valves for superconducting electronics // Low Temp. Phys. — 2017. — Т. 43, № 7. — С. 766–771. — DOI: 10.1063/1.4995623. — URL: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4995623>.
60. *Tagirov L. R.* Phys. Rev. Lett. // Physical Review Letters. — 1999. — Т. 83. — С. 2058.
61. *Buzdin A. I., Vedyayev A. V., Ryzhanova N. V.* Europhys. Lett. // Europhysics Letters. — 1999. — Т. 48. — С. 686.
62. *Usadel K. D.* Phys. Rev. Lett. // Physical Review Letters. — 1970. — Т. 25. — С. 507.
63. *Linder J., Halterman K.* Phys. Rev. B // Physical Review B. — 2014. — Т. 90. — С. 104502.
64. *Avdeev M. V., Proshin Y. N.* Supercond. Sci. Technol. // Superconductor Science and Technology. — 2014. — Т. 27. — С. 035006.
65. *Alidoust M., Halterman K., Valls O. T.* Phys. Rev. B // Physical Review B. — 2015. — Т. 92. — С. 014508.
66. *Rusanov A. Y., Habraken S., Aarts J.* Inverse spin switch effects in ferromagnet-superconductor-ferromagnet trilayers with strong ferromagnets // Phys. Rev. B. — 2006. — Февр. — Т. 73, вып. 6. — С. 060505. — DOI: 10.1103/PhysRevB.73.060505. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.73.060505>.
67. *Steiner R., Ziemann P.* Magnetic switching of the superconducting transition temperature in layered ferromagnetic/superconducting hybrids: Spin switch versus stray field effects // Phys. Rev. B. — 2006. — Сент. — Т. 74, вып. 9. — С. 094504. — DOI: 10.1103/PhysRevB.74.094504. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.74.094504>.
68. Origin of the Inverse Spin Switch Effect in Superconducting Spin Valves / J. Zhu [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2009. — Июль. — Т. 103, вып. 2. — С. 027004. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.027004. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.027004>.

69. *Linder J., Zareyan M., Sudbø A.* Phys. Rev. B // Physical Review B. — 2009. — Т. 79. — С. 064514.
70. *Mironov S. V., Buzdin A.* Phys. Rev. B // Physical Review B. — 2014. — Т. 89. — С. 144505.
71. *Birge N. O., Satchell N.* Ferromagnetic Materials for Josephson π Junctions. — 2024. — arXiv: 2401.04219 [cond-mat.supr-con].
72. Enhancement of the Critical Current in a Superconductor-Ferromagnet Heterostructure with Domain Walls / A. Y. Rusanov [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Т. 93, вып. 5. — С. 057002. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.057002. — URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.93.057002>.
73. *Рязанов В. В.* Джозефсоновский π -контакт сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник как элемент квантового бита (эксперимент) // Усп. физ. наук. — 1999. — Т. 169, № 8. — С. 920–922. — URL: <http://ufn.ru/ru/articles/1999/8/g/>.
74. Superconducting spintronics: state of the art and prospects / A. S. Mel'nikov [и др.] // Phys. Usp. — 2022. — Т. 65, № 12. — С. 1248–1289. — DOI: 10.3367/UFNе.2021.07.039020. — URL: <https://ufn.ru/en/articles/2022/12/f/>.
75. *Tagirov L. R.* Phys. Rev. Lett. // Physical Review Letters. — 1999. — Т. 83. — С. 2058.
76. *Buzdin A. I., Vedyayev A. V., Ryzhanova N. V.* Europhys. Lett. // Europhysics Letters. — 1999. — Т. 48. — С. 686.
77. *Baladié I., Buzdin A.* Thermodynamic properties of ferromagnet/superconductor/ferromagnet nanostructures // Phys. Rev. B. — 2003. — ЯНВ. — Т. 67, вып. 1. — С. 014523. — DOI: 10.1103/PhysRevB.67.014523. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.67.014523>.
78. Magnetization-orientation dependence of the superconducting transition temperature calculated for F/S/F trilayer structures / C.-Y. You [и др.] // Phys. Rev. B. — 2004. — ИЮЛЬ. — Т. 70, вып. 1. — С. 014505. — DOI: 10.1103/PhysRevB.70.014505. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.70.014505>.
79. *Fominov Y. V., Golubov A. A., Kupriyanov M. Y.* Triplet proximity effect in FSF trilayers // JETP Letters. — Russian Federation, 2003. — Т. 77, № 9. — С. 510–515. — ISSN 1090-6487; 0021-3640. — DOI: 10.1134/1.1591981.
80. *Moraru I. C., Pratt W. P., Birge N. O.* Magnetization-Dependent T_c Shift in Ferromagnet/Superconductor/Ferromagnet Trilayers with a Strong Ferromagnet // Phys. Rev. Lett. — 2006. — ЯНВ. — Т. 96, вып. 3. — С. 037004. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.037004. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.037004>.
81. *Miao G.-X., Ramos A. V., Moodera J. S.* Infinite Magnetoresistance from the Spin Dependent Proximity Effect in Symmetry Driven bcc-Fe/V/Fe Heteroepitaxial Superconducting Spin Valves // Phys. Rev. Lett. — 2008. — СЕНТ. — Т. 101, вып. 13. — С. 137001. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.137001. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.137001>.
82. *Moraru I. C., Pratt W. P., Birge N. O.* Observation of standard spin-switch effects in ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayers with a strong ferromagnet // Phys. Rev. B. — 2006. — ДЕК. — Т. 74, вып. 22. — С. 220507. — DOI: 10.1103/PhysRevB.74.220507. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.74.220507>.

83. Spin-polarized current versus stray field in a perpendicularly magnetized superconducting spin switch / A. Singh [и др.] // Applied Physics Letters. — 2007. — Окт. — Т. 91, № 15. — С. 152504. — ISSN 0003-6951. — DOI: 10.1063/1.2794424. — eprint: https://pubs.aip.org/aip/apl/article-pdf/doi/10.1063/1.2794424/14381559/152504_1_online.pdf. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2794424>.
84. Observation of the "Inverse"Spin Valve Effect in a Ni/V/Ni Trilayer System / P. Leksin [и др.] // JETP Letters. — 2009. — Сент. — Т. 90. — С. 59–63. — DOI: 10.1134/S0021364009130128.
85. Superconducting spin valve effect in Co/Pb/Co heterostructures with insulating interlayers / A. A. Kamashev [и др.] // Beilstein Journal of Nanotechnology. — 2024. — Т. 15. — С. 457–464. — ISSN 2190-4286. — DOI: <https://doi.org/10.3762/bjnano.15.41>. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2190428624000145>.
86. Large Superconducting Spin Valve Effect and Ultrasmall Exchange Splitting in Epitaxial Rare-Earth-Niobium Trilayers / Y. Gu [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Авг. — Т. 115, вып. 6. — С. 067201. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.067201. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.067201>.
87. Nanoscience and Engineering in Superconductivity / J. Aarts [и др.]. — Berlin, Heidelberg : Springer, 2010. — С. 323.
88. *Löfwander T., Champel T., Eschrig M.* Phase diagrams of ferromagnet-superconductor multilayers with misaligned exchange fields // Phys. Rev. B. — 2007. — Янв. — Т. 75, вып. 1. — С. 014512. — DOI: 10.1103/PhysRevB.75.014512. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.75.014512>.
89. *Mironov S. V., Buzdin A.* Standard, inverse, and triplet spin-valve effects in $F_1/S/F_2$ systems // Phys. Rev. B. — 2014. — Апр. — Т. 89, вып. 14. — С. 144505. — DOI: 10.1103/PhysRevB.89.144505. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.89.144505>.
90. Angular Dependence of the Superconducting Transition Temperature in Ferromagnet-Superconductor-Ferromagnet Trilayers / J. Zhu [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Нояб. — Т. 105, вып. 20. — С. 207002. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.207002. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.207002>.
91. *Oh S., Youm D., Beasley M. R.* A superconductive magnetoresistive memory element using controlled exchange interaction // Applied Physics Letters. — 1997. — Окт. — Т. 71, № 16. — С. 2376–2378. — ISSN 0003-6951. — DOI: 10.1063/1.120032. — eprint: https://pubs.aip.org/aip/apl/article-pdf/71/16/2376/18529713/2376_1_online.pdf. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.120032>.
92. Phys. Rev. Lett. / K. Westerholt [и др.] // Physical Review Letters. — 2005. — Т. 95. — С. 097003.
93. JETP Lett. / Y. V. Fominov [и др.] // JETP Letters. — 2010. — Т. 91. — С. 308. — [Pis'ma v Zh. Exp. Teor. Fiz. 91, 329 (2010)].
94. *Nowak G., Westerholt K., Zabel H.* Supercond. Sci. Technol. // Superconductor Science and Technology. — 2013. — Т. 26. — С. 025004.

95. Full spin switch effect for the superconducting current in a superconductor/ferromagnet thin film heterostructure / P. V. Leksin [и др.] // Applied Physics Letters. — 2010. — Сент. — Т. 97, № 10. — С. 102505. — ISSN 0003-6951. — DOI: 10.1063/1.3486687. — eprint: <https://pubs.aip.org/aip/apl/article-pdf/doi/10.1063/1.3486687/13121694/102505\1\online.pdf>. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3486687>.
96. Manifestation of new interference effects in a superconductor-ferromagnet spin valve / P. Leksin [и др.] // Physical Review Letters. — 2011. — Т. 106, № 6. — С. 067005.
97. Evidence for triplet superconductivity in a superconductor-ferromagnet spin valve / P. Leksin [и др.] // Physical review letters. — 2012. — Т. 109, № 5. — С. 057005.
98. Angular dependence of superconductivity in superconductor/spin-valve heterostructures / A. A. Jara [и др.] // Phys. Rev. B. — 2014. — Май. — Т. 89, вып. 18. — С. 184502. — DOI: 10.1103/PhysRevB.89.184502. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.89.184502>.
99. Experimental observation of the triplet spin-valve effect in a superconductor-ferromagnet heterostructure / V. I. Zdravkov [и др.] // Physical Review B. — 2013. — Т. 87, № 14. — С. 144507.
100. Giant triplet proximity effect in superconducting pseudo spin valves with engineered anisotropy / X. Wang [и др.] // Physical Review B. — 2014. — Т. 89, № 14. — С. 140508.
101. Superconducting spin-valve effect in heterostructures with ferromagnetic Heusler alloy layers / A. A. Kamashev [и др.] // Phys. Rev. B. — 2019. — Окт. — Т. 100, вып. 13. — С. 134511. — DOI: 10.1103/PhysRevB.100.134511. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.100.134511>.
102. Colossal Proximity Effect in a Superconducting Triplet Spin Valve Based on the Half-Metallic Ferromagnet CrO_2 / A. Singh [и др.] // Phys. Rev. X. — 2015. — Май. — Т. 5, вып. 2. — С. 021019. — DOI: 10.1103/PhysRevX.5.021019. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.5.021019>.
103. *Coey J. M. D., Venkatesan M.* Half-metallic ferromagnetism: Example of CrO_2 (invited) // Journal of Applied Physics. — 2002. — Май. — Т. 91, № 10. — С. 8345—8350. — ISSN 0021-8979. — DOI: 10.1063/1.1447879. — eprint: <https://pubs.aip.org/aip/jap/article-pdf/91/10/8345/19074309/8345\1\online.pdf>. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1447879>.
104. *Shafraniuk S., Nevirkovets I., Mukhanov O.* Modeling Computer Memory Based on Ferromagnetic/Superconductor Multilayers // Phys. Rev. Appl. — 2019. — Июнь. — Т. 11, вып. 6. — С. 064018. — DOI: 10.1103/PhysRevApplied.11.064018. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.11.064018>.
105. Spin-valve Josephson junctions with perpendicular magnetic anisotropy for cryogenic memory / N. Satchell [и др.] // Applied Physics Letters. — 2020. — Янв. — Т. 116, № 2. — С. 022601. — ISSN 0003-6951. — DOI: 10.1063/1.5140095. — eprint: <https://pubs.aip.org/aip/apl/article-pdf/doi/10.1063/1.5140095/13989001/022601\1\online.pdf>. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5140095>.
106. Spin-valve magnetic sandwich in a Josephson junction / A. Vedyayev [и др.] // Europhysics Letters. — 2005. — Июль. — Т. 71, № 4. — С. 679. — DOI: 10.1209/epl/i2005-10118-y. — URL: <https://dx.doi.org/10.1209/epl/i2005-10118-y>.

107. Experimental Demonstration of a Josephson Magnetic Memory Cell With a Programmable π -Junction / I. M. Dayton [и др.] // IEEE Magnetics Letters. — 2018. — Т. 9. — С. 1—5. — DOI: 10.1109/LMAG.2018.2801820.
108. *Prokić V., Buzdin A. I., Dobrosavljević-Grujić L.* Theory of the π junctions formed in atomic-scale superconductor/ferromagnet superlattices // Phys. Rev. B. — 1999. — Янв. — Т. 59, вып. 1. — С. 587—595. — DOI: 10.1103/PhysRevB.59.587. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.59.587>.
109. Phys. Rev. Lett. / V. V. Ryazanov [и др.] // Physical Review Letters. — 2001. — Т. 86. — С. 2427.
110. *Ryazanov V. V.* [и др.]. Provisional Patent Application. — 2011. — Patent application number not specified. Provisional Patent.
111. Magnetic Josephson Junction Technology for Digital and Memory Applications / V. Ryazanov [и др.] // Physics Procedia. — 2012. — Дек. — Т. 36. — С. 35—41. — DOI: 10.1016/j.phpro.2012.06.126.
112. Appl. Phys. Lett. / S. V. Bakurskiy [и др.] // Applied Physics Letters. — 2013. — Т. 102. — С. 192603.
113. Memory cell based on a φ Josephson junction / E. Goldobin [и др.] // Applied Physics Letters. — 2013. — Т. 102, № 24. — С. 242602.
114. Josephson φ -Junctions Based on Structures with Complex Normal/Ferromagnet Bilayer / S. Bakurskiy [и др.] // Supercond. Sci. Technol. — 2012. — Т. 26, № 1. — С. 015005.
115. Current-phase relations in SIsFS junctions in the vicinity of $0-\pi$ transition / S. V. Bakurskiy [и др.] // Phys. Rev. B. — 2017. — Март. — Т. 95, вып. 9. — С. 094522. — DOI: 10.1103/PhysRevB.95.094522.
116. Protected $0-\pi$ states in SIsFS junctions for Josephson memory and logic / S. V. Bakurskiy [и др.] // Applied Physics Letters. — United States, 2018. — Т. 113, № 8. — С. 082602-1—082602-5. — ISSN 1077-3118; 0003-6951. — DOI: 10.1063/1.5045490.
117. Observation of $0-\pi$ transition in SIsFS Josephson junctions / N. Ruppelt [и др.] // Applied Physics Letters. — 2015. — Т. 106, № 2.
118. Magnetic Josephson Junction Technology for Digital and Memory Applications / V. Ryazanov [и др.] // Physics Procedia. — 2012. — Дек. — Т. 36. — С. 35—41. — DOI: 10.1016/j.phpro.2012.06.126.
119. RF assisted switching in magnetic Josephson junctions / R. Caruso [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2018. — Т. 123, № 13. — С. 133901.
120. *Nevirkovets I. P., Mukhanov O. A.* Memory Cell for High-Density Arrays Based on a Multiterminal Superconducting-Ferromagnetic Device // Physical Review Applied. — 2018. — Т. 10. — С. 034013.
121. Critical Current Oscillations of Josephson Junctions Containing PdFe Nanomagnets / J. A. Glick [и др.] // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2017. — Т. 27, № 4. — С. 1—5. — DOI: 10.1109/TASC.2016.2630024.
122. *Bergeret F. S., Volkov A. F., Efetov K. B.* Enhancement of the Josephson Current by an Exchange Field in Superconductor-Ferromagnet Structures // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Апр. — Т. 86, вып. 14. — С. 3140—3143. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.3140. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.3140>.

123. *Koshina E., Krivoruchko V.* Spin polarization and π -phase state of the Josephson contact: Critical current of mesoscopic SFIFS and SFIS junctions // Physical Review B. — 2001. — Т. 63, № 22. — С. 224515.
124. *Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Fominov Y. V.* Critical current in SFIFS junctions // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. — 2002. — Т. 75. — С. 190—194.
125. Anomalous current–voltage characteristics of SFIFS Josephson junctions with weak ferromagnetic interlayers / T. Karabassov [и др.] // Beilstein Journal of Nanotechnology. — 2020. — Т. 11, № 1. — С. 252—262.
126. Controllable Josephson current through a pseudospin-valve structure / C. Bell [и др.] // Applied physics letters. — 2004. — Т. 84, № 7. — С. 1153—1155.
127. Hybrid superconducting-magnetic memory device using competing order parameters / B. Baek [и др.] // Nature communications. — 2014. — Т. 5, № 1. — С. 3888.
128. Switching at small magnetic fields in Josephson junctions fabricated with ferromagnetic barrier layers / M. Abd El Qader [и др.] // Applied Physics Letters. — 2014. — Т. 104, № 2. — С. 022602.
129. Spin-Transfer Torque Switching in Nanopillar Superconducting-Magnetic Hybrid Josephson Junctions / B. Baek [и др.] // Phys. Rev. Appl. — 2015. — ЯНВ. — Т. 3, вып. 1. — С. 011001. — DOI: 10.1103/PhysRevApplied.3.011001. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.3.011001>.
130. Spin-valve Josephson junctions for cryogenic memory / B. M. Niedzielski [и др.] // Physical Review B. — 2018. — Т. 97, № 2. — С. 024517.
131. Spin valve Josephson junctions / C. Bell [и др.] // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2005. — Т. 15, № 2. — С. 908—911. — DOI: 10.1109/TASC.2005.850112.
132. *Yao C., Ma Y.* Superconducting materials: Challenges and opportunities for large-scale applications // iScience. — 2021. — Т. 24, № 6. — С. 102541. — ISSN 2589-0042. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.isci.2021.102541>. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2589004221005095>.
133. Advanced Fabrication Processes for Superconducting Very Large-Scale Integrated Circuits / S. K. Tolpygo [и др.] // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2016. — Т. 26, № 3. — С. 1—10. — DOI: 10.1109/TASC.2016.2519388.
134. *Crouzy B., Bascones E., Ivanov D. A.* Minigap in a Superconductor–Normal Metal Junction with Paramagnetic Impurities // Phys. Rev. B. — 2005. — Т. 72, № 9. — С. 092501.
135. Density of States in SF Bilayers with Arbitrary Strength of Magnetic Scattering / D. Y. Gusakova [и др.] // JETP Lett. — 2006. — Т. 83, № 8. — С. 327—331.
136. *Samarskii A. A.* Vvedenie v teoriyu raznostnykh skhem (Introduction to the Theory of Difference Schemes). — Nauka, Editor-in-chief of physical- mathematical literature, Moscow, 1971. — С. 552.
137. *Kupriyanov M., Lukichev V.* Steady-state properties of a quasi-one-dimension variable-thickness bridges // Fizika Nizkikh Temperatur. — 1981. — Т. 7, № 3. — С. 137—140. — [Sov. J. of Low Temperature Physics, 1981, 7, 281-287].

138. Proximity effect in superconductor-insulator-superconductor josephson tunnel-junctions - theory and experiment / A. A. Golubov [и др.] // Physical Review B. — United States, 1995. — Т. 51, № 2. — С. 1073—1089. — ISSN 0163-1829; 2469-9950; 2469-9969; 1098-0121. — DOI: 10.1103/PhysRevB.51.1073.
139. Werthamer N. R. Nonlinear Self-Coupling of Josephson Radiation in Superconducting Tunnel Junctions // Phys. Rev. — 1966. — Т. 147, № 1. — С. 255.
140. Coupling of Two Superconductors through a Ferromagnet: Evidence for a π Junction / V. V. Ryazanov [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Март. — Т. 86, вып. 11. — С. 2427—2430. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.2427. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.2427>.
141. Reentrant Superconductivity in Nb/Cu_{1-x}Ni_x Bilayers / V. Zdravkov [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2006. — Авг. — Т. 97, № 5. — С. 057004. — DOI: 10.1103/physrevlett.97.057004.
142. Inhomogeneous Superconductivity Induced in a Ferromagnet by Proximity Effect / T. Kontos [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Т. 86, № 2. — С. 304—307. — DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.304>. — URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.86.304>.
143. Magnetic Patterns and Flux Pinning in Pd_{0.99}Fe_{0.01} – Nb Hybrid Structures / L. S. Uspenskaya [и др.] // JETP Lett. — 2013. — Т. 97, вып. 3. — С. 155—158. — DOI: 10.1134/S0021364013030107.
144. Thickness Dependence of the Josephson Ground States of Superconductor-Ferromagnet-Superconductor Junctions / V. A. Oboznov [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2006. — Май. — Т. 96, вып. 19. — С. 197003. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.197003. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.197003>.
145. Oscillations of the Superconducting Critical Current in Nb-Cu-Ni-Cu-Nb Junctions / Y. Blum [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Окт. — Т. 89, вып. 18. — С. 187004. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.187004. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.187004>.
146. Observation of Periodic π -Phase Shifts in Ferromagnet-Superconductor Multilayers / V. Shelukhin [и др.] // Phys. Rev. B. — 2006. — Май. — Т. 73, вып. 17. — С. 174506. — DOI: 10.1103/PhysRevB.73.174506. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.73.174506>.
147. Effective Exchange Energy in a Thin, Spatially Inhomogeneous CuNi Layer Proximized by Nb / V. Stolyarov [и др.] // The Journal of Physical Chemistry Letters. — 2022. — Т. 13, № 28. — С. 6400—6406. — DOI: 10.1021/acs.jpclett.2c00978. — PMID: 35802799.
148. Watts-Tobin R., Kramer L., Pesch W. Density of States, Entropy, and Specific Heat for Dirty Type II Superconductors at Arbitrary Temperature // Low Temp. Phys. — 1974. — Т. 17, № 1. — С. 71—86.
149. Golubov A. A., Kupriyanov M. Y. Theoretical Investigation of Josephson Tunnel Junctions with Spatially Inhomogeneous Superconducting Electrodes // Low Temp. Phys. — Germany, 1988. — Т. 70, № 1/2. — С. 83—130. — ISSN 0022-2291; 1573-7357. — DOI: 10.1007/BF00683247.
150. Golubov A., Kupriyanov M. Y. Josephson Effect in SNINS and SNIS Tunnel Structures with Finite Transparency of the SN Boundaries // Sov. Phys.-JETP (English Translation). — 1989. — Т. 69, № 4. — С. 805—812.

151. *Belzig W., Bruder C., Schön G.* Local Density of States in a Dirty Normal Metal Connected to a Superconductor // Phys. Rev. B. — 1996. — Т. 54, № 13. — С. 9443.
152. *Buzdin A.* Density of States Oscillations in a Ferromagnetic Metal in Contact with a Superconductor // Phys. Rev. B. — 2000. — Т. 62, № 17. — С. 11377.
153. *Yokoyama T., Tanaka Y., Golubov A. A.* Resonant Peak in the Density of States in Normal-Metal/Diffusive-Ferromagnet/Superconductor Junctions // Phys. Rev. B. — 2005. — Т. 72, № 5. — С. 052512.
154. *Buzdin A., Koshelev A.* Periodic Alternating 0- and π -Junction Structures as Realization of φ -Josephson Junctions // Phys. Rev. B. — 2003. — Т. 67, № 22. — С. 220504.
155. Current-Phase Relations in SIsFS Junctions in the Vicinity of 0- π Transition / S. V. Bakurskiy [и др.] // Phys. Rev. B. — 2017. — Т. 95. — С. 094522.
156. *Trifunovic L.* Long-Range Superharmonic Josephson Current // Phys. Rev. Lett. — 2011. — Т. 107. — С. 047001.
157. Josephson Effect in Superconductor/Ferromagnet Structures with a Complex Weak-Link Region / T. Y. Karminskaya [и др.] // Phys. Rev. B. — 2010. — Июнь. — Т. 81, № 21. — С. 214518.
158. *Ustinov A. V., Kaplunenko V. K.* Rapid Single-Flux Quantum Logic Using π -Shifters // J. Appl. Phys. — 2003. — Т. 94. — С. 5405—7.
159. Flip-Flopping Fractional Flux Quanta / T. Oortlepp [и др.] // Science. — 2006. — Т. 312. — С. 1495—7.
160. A Single Flux Quantum Circuit with a Ferromagnet-Based Josephson π -Junction / M. I. Khabipov [и др.] // Supercond. Sci. Technol. — 2010. — Т. 23. — С. 045032.
161. Брис-М / Н. В. Кленов [и др.]. — Москва, 2019. — С. 168.
162. Phys. Rev. B / S. V. Bakurskiy [и др.] // Physical Review B. — 2013. — Т. 88, № 14. — С. 144519.
163. Appl. Phys. Lett. / S. V. Bakurskiy [и др.] // Applied Physics Letters. — 2016. — Т. 108. — С. 042602.
164. Phys. Rev. B / S. V. Bakurskiy [и др.] // Physical Review B. — 2017. — Т. 95. — С. 094522.
165. Phys. Rev. B / A. Brinkman [и др.] // Physical Review B. — 2003. — Т. 68. — С. 224513.
166. *Ryndyk D. A.* JETP Lett. // JETP Letters. — 1997. — Т. 65, № 10. — С. 791.
167. *Ryndyk D. A.* Phys. Rev. Lett. // Physical Review Letters. — 1998. — Т. 80. — С. 3376.
168. Nanotechnology / S. V. Bakurskiy [и др.] // Nanotechnology. — 2019. — Т. 30, № 32. — С. 324004.
169. Supercond. Sci. Technol. / D. I. Balashov [и др.] // Superconductor Science and Technology. — 2000. — Т. 13. — С. 244.
170. IEEE Trans. Appl. Supercond. / S. K. Tolpygo [и др.] // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — 2003. — Т. 13. — С. 138.
171. *Nevirkovets I. P., Shafranjuk S. E., Ketterson J. B.* Phys. Rev. B // Physical Review B. — 2003. — Т. 68. — С. 024514.

172. Phys. Rev. Lett. / V. A. Oboznov [и др.] // Physical Review Letters. — 2006. — Т. 96. — С. 197003.
173. *Annunziata A. J.* Single-photon detection, kinetic inductance, and non-equilibrium dynamics in niobium and niobium nitride superconducting nanowires. — Yale University, 2010.
174. Josephson junctions with nonsinusoidal current-phase relations based on heterostructures with a ferromagnetic spacer and their applications / N. Klenov [и др.] // Physics of the Solid State. — 2010. — Т. 52. — С. 2246—2251.
175. Spin-transfer torque magnetic random access memory (STT-MRAM) / D. Apalkov [и др.] // ACM Journal on Emerging Technologies in Computing Systems (JETC). — 2013. — Т. 9, № 2. — С. 1—35.
176. Controlling the proximity effect in a Co/Nb multilayer: the properties of electronic transport / S. Bakurskiy [и др.] // Beilstein journal of nanotechnology. — 2020. — Т. 11, № 1. — С. 1336—1345.
177. Cryogenic memory technologies / S. Alam [и др.] // Nature Electronics. — 2023. — Т. 6, № 3. — С. 185—198.
178. *Stamopoulos D., Aristomenopoulou E., Lagogiannis A.* Co/Nb/Co trilayers as efficient cryogenic spin valves and supercurrent switches: the relevance to the standard giant and tunnel magnetoresistance effects // Supercond. Sci. Technol. — 2014. — Авг. — Т. 27, № 9. — С. 095008. — DOI: 10.1088/0953-2048/27/9/095008.
179. *Marychev P., Vodolazov D. Y.* Extraordinary kinetic inductance of superconductor/ferromagnet/normal metal thin strip in an Fulde–Ferrell state // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2021. — Т. 33, № 38. — С. 385301.
180. Superconducting spin valves based on a single spiral magnetic layer / N. Pugach [и др.] // Physical Review Applied. — 2022. — Т. 18, № 5. — С. 054002.
181. Tunable superconducting neurons for networks based on radial basis functions / A. E. Schegolev [и др.] // Beilstein Journal of Nanotechnology. — 2022. — Т. 13, № 1. — С. 444—454.
182. *Blamire M., Robinson J.* The interface between superconductivity and magnetism: understanding and device prospects // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2014. — Т. 26, № 45. — С. 453201.
183. *Eschrig M.* Spin-polarized supercurrents for spintronics: a review of current progress // Reports on Progress in Physics. — 2015. — Т. 78, № 10. — С. 104501.
184. *Linder J., Robinson J. W.* Superconducting spintronics // Nature Physics. — 2015. — Т. 11, № 4. — С. 307—315.
185. Superconducting triplet proximity and Josephson spin valves / L. R. Tagirov [и др.] // In: Sidorenko A. (eds) Functional Nanostructures and Metamaterials for Superconducting Spintronics. NanoScience and Technology. — Springer, Cham Geverbestrasse 11, 6330 Cham, Switzerland, 2018. — С. 31—47. — DOI: 10.1007/978-3-319-90481-8_2.
186. *Bergeret F., Volkov A., Efetov K.* Enhancement of the Josephson current by an exchange field in superconductor-ferromagnet structures // Physical review letters. — 2001. — Т. 86, № 14. — С. 3140.
187. *Krivoruchko V., Koshina E.* From inversion to enhancement of the dc Josephson current in S/F- I- F/S tunnel structures // Physical Review B. — 2001. — Т. 64, № 17. — С. 172511.

188. *Oh S., Youm D., Beasley M.* A superconductive magnetoresistive memory element using controlled exchange interaction // Applied physics letters. — 1997. — T. 71, № 16. — C. 2376–2378.
189. *Tagirov L.* Low-field superconducting spin switch based on a superconductor/ferromagnet multilayer // Physical review letters. — 1999. — T. 83, № 10. — C. 2058.
190. Superconducting triplet spin valve / Y. V. Fominov [и др.] // JETP letters. — 2010. — T. 91. — C. 308–313.
191. Proximity effect in multilayer structures with alternating ferromagnetic and normal layers / S. V. Bakurskiy [и др.] // JETP Letters. — 2015. — Ноябрь. — T. 102. — C. 586–593. — ISSN 1090-6487. — DOI: 10.1134/S0021364015210043. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0021364015210043>.
192. Tunnel Josephson Junction with Spin-Orbit/Ferromagnetic Valve / A. Neilo [и др.] // Nanomaterials. — 2023. — T. 13, № 13. — C. 1970.
193. Periodic Co/Nb pseudo spin valve for cryogenic memory / N. Klenov [и др.] // Beilstein Journal of Nanotechnology. — 2019. — T. 10, № 1. — C. 833–839.
194. *Ambegaokar V., Baratoff A.* Tunneling between superconductors // Physical review letters. — 1963. — T. 10, № 11. — C. 486.
195. Boundary-conditions for the Usadel and Eilenberger equations, and properties of dirty SNS sandwich-type junctions / Z. G. Ivanov [и др.] // Fizika Nizkikh Temperatur. — 1981. — T. 7, № 5. — C. 560–574. — ISSN 1816-0328; 0132-6414. — [Sov. J. Low. Temp. Phys., 1981, 7, 274-281].
196. Contribution of Processes in SN Electrodes to the Transport Properties of SN-N-NS Josephson Junctions / V. Ruzhickiy [и др.] // Nanomaterials. — 2023. — T. 13, № 12. — ISSN 2079-4991. — DOI: 10.3390/nano13121873. — URL: <https://www.mdpi.com/2079-4991/13/12/1873>.
197. *Kupriyanov M. Y.* Effect of a finite transmission of the insulating layer on the properties of SIS tunnel-junctions // JETP Letters. — Russian Federation, 1992. — T. 56, № 8. — C. 399–405. — ISSN 1090-6487; 0021-3640.
198. *Osin A., Fominov Y. V.* Superconducting phases and the second Josephson harmonic in tunnel junctions between diffusive superconductors // Physical Review B. — 2021. — T. 104, № 6. — C. 064514.
199. Intrinsically frustrated superconducting array of superconductor-ferromagnet-superconductor π junctions / V. Ryazanov [и др.] // Physical Review B. — 2001. — T. 65, № 2. — C. 020501.
200. Imaging spontaneous currents in superconducting arrays of π -junctions / S. M. Frolov [и др.] // Nature Physics. — 2008. — T. 4, № 1. — C. 32–36.
201. Theory of supercurrent transport in SIsFS Josephson junctions / S. Bakurskiy [и др.] // Physical Review B. — 2013. — T. 88, № 14. — C. 144519.
202. *Alidoust M., Halterman K.* Spin-controlled coexistence of 0 and π states in SFSFS Josephson junctions // Physical Review B. — 2014. — T. 89, № 19. — C. 195111.
203. *Halterman K., Alidoust M.* Josephson currents and spin-transfer torques in ballistic SFSFS nanojunctions // Superconductor Science and Technology. — 2016. — T. 29, № 5. — C. 055007.

204. Coexistence of tunneling magnetoresistance and Josephson effects in SFIFS junctions / O. Vávra [и др.] // AIP Advances. — 2017. — Т. 7, № 2.
205. Anomalous current–voltage characteristics of SFIFS Josephson junctions with weak ferromagnetic interlayers / T. Karabassov [и др.] // Beilstein Journal of Nanotechnology. — 2020. — Т. 11. — С. 252–262. — ISSN 2190-4286. — DOI: 10.3762/bjnano.11.19. — URL: <https://doi.org/10.3762/bjnano.11.19>.
206. Coupling of Two Superconductors through a Ferromagnet: Evidence for a π Junction / V. V. Ryazanov [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Март. — Т. 86, вып. 11. — С. 2427–2430. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.2427. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.2427>.
207. Tunable superconducting nanoinductors / A. J. Annunziata [и др.] // Nanotechnology. — 2010. — Т. 21, № 44. — С. 445202.
208. Gate-tunable kinetic inductance in proximitized nanowires / L. J. Splitthoff [и др.] // arXiv preprint arXiv:2202.08729. — 2022.
209. Loss mechanisms and quasiparticle dynamics in superconducting microwave resonators made of thin-film granular aluminum / L. Grünhaupt [и др.] // Physical review letters. — 2018. — Т. 121, № 11. — С. 117001.
210. Circuit quantum electrodynamics of granular aluminum resonators / N. Maleeva [и др.] // Nature communications. — 2018. — Т. 9, № 1. — С. 3889.
211. Granular aluminum meandered superinductors for quantum circuits / P. Kamenov [и др.] // Physical Review Applied. — 2020. — Т. 13, № 5. — С. 054051.
212. *Wilson T. E.* The fabrication and characterization of granular aluminium/palladium bilayer microbolometers // Measurement Science and Technology. — 2007. — Т. 18, № 7. — N53.
213. *Vodolazov D. Y.* Nonlinear kinetic inductance sensor // JETP Letters. — 2023. — Т. 118, № 10. — С. 773–778.
214. Three-wave mixing kinetic inductance traveling-wave amplifier with near-quantum-limited noise performance / M. Malnou [и др.] // PRX Quantum. — 2021. — Т. 2, № 1. — С. 010302.
215. Operation of kinetic-inductance travelling wave parametric amplifiers at millimetre wavelengths / B.-K. Tan [и др.] // Superconductor Science and Technology. — 2024. — Т. 37, № 3. — С. 035006.
216. Degenerate parametric amplification via three-wave mixing using kinetic inductance / D. J. Parker [и др.] // Physical Review Applied. — 2022. — Т. 17, № 3. — С. 034064.
217. Gate-tunable kinetic inductance parametric amplifier / L. J. Splitthoff [и др.] // Physical Review Applied. — 2024. — Т. 21, № 1. — С. 014052.
218. *Khalifa M., Feldmann P., Salfi J.* Kinetic inductance parametric converter // Physical Review Applied. — 2024. — Т. 22, № 2. — С. 024025.
219. *Baselmans J.* Kinetic inductance detectors // Journal of Low Temperature Physics. — 2012. — Т. 167. — С. 292–304.
220. Lumped element kinetic inductance detectors / S. Doyle [и др.] // Journal of Low Temperature Physics. — 2008. — Т. 151. — С. 530–536.
221. Subgap kinetic inductance detector sensitive to 85-GHz radiation / F. Levy-Bertrand [и др.] // Physical Review Applied. — 2021. — Т. 15, № 4. — С. 044002.

222. *Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Il'ichev E.* The current-phase relation in Josephson junctions // Reviews of modern physics. — 2004. — T. 76, № 2. — C. 411.
223. *Buzdin A. I.* Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures // Reviews of modern physics. — 2005. — T. 77, № 3. — C. 935.
224. *Bergeret F., Volkov A. F., Efetov K. B.* Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures // Reviews of modern physics. — 2005. — T. 77, № 4. — C. 1321.
225. *Birge N. O., Satchell N.* Ferromagnetic materials for Josephson π junctions // APL Materials. — 2024. — App. — T. 12, № 4. — C. 041105.
226. Tunnel Josephson Junction with Spin–Orbit/Ferromagnetic Valve / A. Neilo [и др.] // Nanomaterials. — 2023. — T. 13, № 13. — C. 1970.
227. Magnetic Switching of FSF Bridges at Low Temperatures / L. Karelina [и др.] // JETP Letters. — 2024. — T. 119, № 8. — C. 633–637.
228. *Clem J. R., Kogan V.* Kinetic impedance and depairing in thin and narrow superconducting films // Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics. — 2012. — T. 86, № 17. — C. 174521.
229. *Kubo T.* Superfluid flow in disordered superconductors with Dynes pair-breaking scattering: Depairing current, kinetic inductance, and superheating field // Physical Review Research. — 2020. — T. 2, № 3. — C. 033203.
230. *Marychev P., Vodolazov D. Y.* Extraordinary kinetic inductance of superconductor/ferromagnet/normal metal thin strip in an Fulde–Ferrell state // Journal of Physics: Condensed Matter. — 2021. — T. 33, № 38. — C. 385301.
231. *Marychev P., Vodolazov D. Y.* Peak effect in a superconductor/normal-metal strip in a vortex-free state // Physical Review B. — 2022. — T. 105, № 9. — C. 094522.
232. Peculiar superconducting properties of a thin film superconductor–normal metal bilayer with large ratio of resistivities / D. Y. Vodolazov [и др.] // Superconductor Science and Technology. — 2018. — T. 31, № 11. — C. 115004.
233. Approaching depairing current in dirty thin superconducting strip covered by low resistive normal metal / S. Ustavschikov [и др.] // Superconductor Science and Technology. — 2020. — T. 34, № 1. — C. 015004.
234. Degenerate ground state in a mesoscopic YBa₂Cu₃O_{7-x} grain boundary Josephson junction / E. Il'ichev [и др.] // Physical Review Letters. — United States, 2001. — T. 86, № 23. — C. 5369–5372. — ISSN 1079-7114; 0031-9007. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.5369.
235. Temperature dependence measurements of the supercurrent-phase relationship in niobium nanobridges / A. G. P. Troeman [и др.] // Phys. Rev. B. — 2008. — ЯНВ. — T. 77, вып. 2. — C. 024509.
236. Determination of the current–phase relation in Josephson junctions by means of an asymmetric two-junction SQUID / L. V. Ginzburg [и др.] // JETP Letters. — 2018. — T. 107. — C. 48–54.
237. *Fominov Y. V.* [и др.]. Superconducting triplet spin valve. // JETP Lett. — 2010. — № 6. — C. 308. — ISSN 0021-3640. — URL: <http://search.ebscohost.com/login.aspx?direct=true&db=edsgao&AN=edsgcl.228127483&lang=ru&site=eds-live>.
238. *Karminskaya T. Y., Golubov A. A., Kupriyanov M. Y.* Anomalous proximity effect in spin-valve superconductor/ferromagnetic metal/ferromagnetic metal structures // Physical Review B. — 2011. — T. 84, № 6. — C. 064531.

239. Distribution of Pairing Functions in Superconducting Spin Valve SF1F2 / R. R. Gaifullin [и др.] // Physics of the Solid State. — Russian Federation, 2017. — Т. 59, № 11. — С. 2114—2119. — ISSN 1090-6460; 1063-7834. — DOI: 10.1134/S1063783417110105.
240. Physical properties of the superconducting spin-valve Fe/Cu/Fe/In heterostructure / P. Leksin [и др.] // Physical Review B. — 2012. — Т. 85, № 2. — С. 024502.
241. *Feng Z., Robinson J., Blamire M.* Out of plane superconducting Nb/Cu/Ni/Cu/Co triplet spin-valves // Applied Physics Letters. — 2017. — Т. 111, № 4. — С. 042602.
242. Ferromagnetic Josephson switching device with high characteristic voltage / T. I. Larkin [и др.] // Applied Physics Letters. — 2012. — Т. 100, № 22. — С. 222601.
243. Theoretical model of superconducting spintronic SIsFS devices / S. Bakurskiy [и др.] // Applied Physics Letters. — 2013. — Т. 102, № 19. — С. 192603.
244. Josephson magnetic rotary valve / I. I. Soloviev [и др.] // Applied Physics Letters. — United States, 2014. — Т. 105, № 24. — С. 242601. — ISSN 1077-3118; 0003-6951. — DOI: 10.1063/1.4904012.
245. Critical Current of SF–NFS Josephson Junctions / I. I. Soloviev [и др.] // JETP Letters. — Russian Federation, 2015. — Т. 101, № 4. — С. 240—246. — ISSN 1090-6487; 0021-3640. — DOI: 10.1134/S002136401504013X.
246. Magnetic josephson junctions with superconducting interlayer for cryogenic memory / I. V. Vernik [и др.] // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. — Piscataway, NJ, United States, 2013. — Т. 23, № 3. — С. 1701208-1—1701208-8. — ISSN 1051-8223. — DOI: 10.1109/TASC.2012.2233270.
247. Theoretical model of superconducting spintronic SIsFS devices / S. V. Bakurskiy [и др.] // Applied Physics Letters. — United States, 2013. — Т. 102. — С. 192603-1—192603-4. — ISSN 1077-3118; 0003-6951. — DOI: 10.1063/1.4805032.
248. Colloquium: Spin-orbit effects in superconducting hybrid structures / M. Amundsen [и др.]. — 2022. — DOI: 10.48550/ARXIV.2210.03549. — URL: <https://arxiv.org/abs/2210.03549>.
249. *Bergeret F., Tokatly I.* Singlet-triplet conversion and the long-range proximity effect in superconductor-ferromagnet structures with generic spin dependent fields // Physical review letters. — 2013. — Т. 110, № 11. — С. 117003.
250. *Bergeret F., Tokatly I.* Spin-orbit coupling as a source of long-range triplet proximity effect in superconductor-ferromagnet hybrid structures // Physical Review B. — 2014. — Т. 89, № 13. — С. 134517.
251. *Jacobsen S. H., Ouassou J. A., Linder J.* Critical temperature and tunneling spectroscopy of superconductor-ferromagnet hybrids with intrinsic Rashba-Dresselhaus spin-orbit coupling // Physical Review B. — 2015. — Т. 92, № 2. — С. 024510.
252. Colloquium: Spin-orbit effects in superconducting hybrid structures / M. Amundsen [и др.]. — 2022. — arXiv: 2210.03549 [cond-mat.supr-con].
253. *Johnsen L. G., Svalland K., Linder J.* Controlling the Superconducting Transition by Rotation of an Inversion Symmetry-Breaking Axis // Physical Review Letters. — 2020. — Т. 125, № 10. — С. 107002.
254. *Guarcello C., Bergeret F.* Cryogenic memory element based on an anomalous Josephson junction // Physical Review Applied. — 2020. — Т. 13, № 3. — С. 034012.

255. *Linder J., Robinson J. W. A.* Nat. Phys. // Nature Physics. — 2015. — T. 11. — C. 307.
256. *Johnsen L. G., Banerjee N., Linder J.* Magnetization reorientation due to the superconducting transition in heavy-metal heterostructures // Physical Review B. — 2019. — T. 99, № 13. — C. 134516.
257. Properties of superconductor/ferromagnet structures with spin-dependent scattering / M. Faure [и др.] // Physical Review B. — United States, 2006. — T. 73, № 6. — C. 064505-1–064505-12. — ISSN 0163-1829; 2469-9950; 2469-9969; 1098-0121. — DOI: 10.1103/PhysRevB.73.064505.
258. *Ivchenko E. L.* Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures. — Alpha Science Intern, Harrow, 2005. — ISBN 9781842651506. — URL: <https://books.google.ru/books?id=6PkomIC2WqMC>.
259. *Bychkov Y. A., Rashba E. I.* Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers // Journal of physics C: Solid state physics. — 1984. — T. 17, № 33. — C. 6039.
260. *Dresselhaus G.* Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures // Physical Review. — 1955. — T. 100, № 2. — C. 580.
261. Switching at small magnetic fields in Josephson junctions fabricated with ferromagnetic barrier layers / M. Abd El Qader [и др.] // Applied Physics Letters. — 2014. — T. 104, № 2. — C. 022602.
262. Hybrid superconducting-magnetic memory device using competing order parameters / B. Baek [и др.] // Nature communications. — 2014. — T. 5, № 1. — C. 3888.
263. *Guarcello C., Bergeret F.* Cryogenic Memory Element Based on an Anomalous Josephson Junction // Physical Review Applied. — 2020. — Март. — T. 13, № 3. — DOI: 10.1103/physrevapplied.13.034012.