

Правительство Российской Федерации  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ  
«ВЫСШАЯ ШКОЛА ЭКОНОМИКИ»  
(НИУ ВШЭ)  
БАШКИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ  
им. М. АКМУЛЛЫ (БГПУ)

УТВЕРЖДАЮ

И.о. проректор НИУ ВШЭ

\_\_\_\_\_ А.В. Бальшев

«\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2023 г.

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ГИБРИДНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ  
(4-ый этап)

Проект «Зеркальные лаборатории НИУ ВШЭ»  
2023-2025 гг.

Руководитель подразделения НИУ ВШЭ, реализующего проект  
Зав. Научно-учебной Лаборатории Квантовой Наноэлектроники, проф. МИЭМ  
д-р физ-мат.наук, профессор \_\_\_\_\_ К.Ю. Арутюнов

Руководитель подразделения университета-партнера, реализующего проект  
И.О. Зав. лаборатории «Наноэлектроника перспективных материалов» БГПУ  
им.М.Акмуллы, к-т физ-мат. наук, \_\_\_\_\_

Согласовано научной комиссией Московского института электроники и математики им.  
А.Н. Тихонова:  
Председатель научной комиссии Московский институт электроники и математики им.  
А.Н. Тихонова, д-р тех. наук, профессор \_\_\_\_\_ Е.А.Крук

## СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель НИР, Зав НУЛ КНЭ, проф. МИЭМ, проф., д-р физ- мат.наук	_____	К.Ю. Арутюнов (введение, заключение, раздел 1)
	подпись, дата	
Отв. исполнитель, старший научный сотрудник (снс) НУЛ КНЭ, проф. МИЭМ, канд. физ.-мат. наук	_____	Н.Г. Пугач (введение, заклучение, раздел 3)
	подпись, дата	
Исполнители: Заместитель Заведующего НУЛ КНЭ, проф. МИЭМ, Ph.D.	_____	А.С. Васенко (введение, заклучение, раздел 4)
	подпись, дата	
Старший научный сотрудник НУЛ КНЭ, Доцент МИЭМ, канд. физ.-мат. наук	_____	Е.А. Попова (введение, раздел б)
	подпись, дата	
Старший научный сотрудник НУЛ КНЭ, Доцент МИЭМ, канд. физ.-мат. наук	_____	Р.Ш. Ихсанов (введение, раздел 5)
Исполнитель, научный сотрудник НУЛ КНЭ МИЭМ	_____	Я.В. Туркин (раздел 3)
	подпись, дата	
Исполнитель, стажёр-исследователь аспирант МИЭМ	_____	Д.В. Селезнев (раздел 3)
	подпись, дата	
Исполнитель, стажёр-исследователь, аспирант МИЭМ	_____	Т. Карабасов (раздел 4)
	подпись, дата	
Исполнитель, стажёр-исследователь, преподаватель МИЭМ	_____	Е.А. Седов (раздел 2)
	подпись, дата	
Исполнитель, стажёр-исследователь, студент МИЭМ	_____	А. Гурский (раздел 2)
	подпись, дата	
Исполнитель, стажёр-исследователь, студент бакалавриата МИЭМ	_____	Д.Г. Безымянных (раздел 3)
	подпись, дата	
Исполнитель, стажёр-исследователь, аспирант МИЭМ	_____	В.Д. Пашковская (раздел 4)
	подпись, дата	
Исполнитель, стажёр-исследователь, аспирант МИЭМ	_____	Н.В. Лекомцев (раздел 3)
	подпись, дата	

Руководитель НИР, И.о.зав. ЛНПМ БГПУ им.М.Акмуллы проф., д-р. физ-мат. наук	_____	В.М. Корнилов (введение, заклучение, раздел 1)
	подпись, дата	
ВНС ФГБОУВО им.М.Акмуллы д.ф.-м.н.	БГПУ _____	Е.Г. Екомасов (Раздел 6)
	подпись, дата	
Доцент, ФГБОУ ВО им.М.Акмуллы	БГПУ _____	А.Р. Юсупов (раздел 1)
	подпись, дата	
Доцент, ФГБОУ ВО им.М.Акмуллы, к.ф.-м.н.	БГПУ _____	Л.Р. Калимуллина (раздел 1)
	подпись, дата	
Ст.преп., ФГБОУ ВО им.М.Акмуллы	БГПУ _____	Г.Ш. Байбулова (раздел 1)
	подпись, дата	
Ст.преп., лаборант ФГБОУ ВО им.М.Акмуллы	БГПУ _____	Г.Ф. Ахтарьянова (раздел 1)
	подпись, дата	
Доцент, ФГБОУ ВО им.М.Акмуллы	БГПУ _____	Д.Д. Карамов (раздел 1)
	подпись, дата	
Доцент, ФГБОУ ВО им.М.Акмуллы	БГПУ _____	А.Ф. Галиев (раздел 1)
	подпись, дата	
Доцент, ФГБОУ ВО им.М.Акмуллы	БГПУ _____	А.А. Лачинов (раздел 1)
	подпись, дата	
Студент магистратуры ФГБОУ ВО БГПУ им.М.Акмуллы	_____	Х.И. Далятгареев (раздел 1)
	подпись, дата	
Студент магистратуры ФГБОУ ВО БГПУ им.М.Акмуллы	_____	А.Р. Яхин (раздел 1)
	подпись, дата	
Нормоконтроль	_____	К.Ю. Арутюнов
	подпись, дата	

## РЕФЕРАТ

Отчет 107 с., 43 источн.

### КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ

Эффективным решением для проблем наноэлектроники является использование сверхпроводящих элементов, отличающихся чрезвычайно низким (в пределе - нулевым) тепловыделением и простотой изготовления в рамках существующих технологий. Затраты на охлаждение быстро окупаются при масштабировании вычислительных сверхпроводящих блоков. Современные наноэлементы, построенные на базе сверхпроводящей электроники, должны быть спроектированы с учетом явлений, возникающих на границах контактов нормального металла и сверхпроводника – например, неравновесных процессов, существенно ограничивающих возможности квантовых вычислений.

Полидифениленфталид (ПДФ) относится к классу органических диэлектриков, которые при приложении внешнего электростатического поля и/или механического напряжения проявляют электропроводящие свойства. В предыдущих работах экспериментально исследовались транспортные характеристики тонкопленочных слоистых структур свинец – ПДФ – свинец в широком температурном диапазоне. При температурах ниже  $\sim 7,5$  К в ряде образцов наблюдаются особенности, которые могут быть объяснены эффектом наведенной сверхпроводимости в тонкой пленке проводящего полимера, заключенного между двумя массивными сверхпроводниками (свинец). Однако в тех работах открытым оставался вопрос о наличии тривиальных металлических закортков, которые могли гипотетически симулировать эффект наведенной сверхпроводимости в толще полимера.

В настоящей работе исследовались также структуры типа сэндвич на базе ПДФ, но в качестве сверхпроводящих электродов использовался индий. В отличие от предыдущих гетероструктур, где свинец наносился методом термического напыления, и, соответственно, раскаленные кластеры металла, в принципе, могли прожечь пленку полимера, сейчас индиевые электроды формировались холодной прокаткой. Индий – исключительно мягкий металл, и поэтому с большой вероятностью можно исключить механическое повреждение полимера. Как и в случае со свинцом, транспортные характеристики слоистых гетероструктур индий–ПДФ–индий также проявляют четкие признаки сверхпроводимости.

Проведены исследования влияния материала электрода на электропроводность квазидвумерной структуры сформированной на границе раздела полимерных изоляторов. Результаты планируется использовать для разработки технологии новых трехэлектродных

гибридных гетероструктур на основе субмикронных пленок несопряженного полимера для проведения измерений электропроводности по принципам полевого эффекта при сверхнизких температурах. Реализована серия экспериментов по исследованию изменения сопротивления субмикронных полимерных пленок в структуре массивный сверхпроводник/органический изолятор/сверхпроводник в области температуры сверхпроводящего перехода металла в зависимости от толщины полимерной пленки.

В последние 30 лет устройства и элементы сверхпроводниковой спинтроники активно разрабатываются многими научными группами. Основным направлением этих исследований было теоретическое и экспериментальное описание гибридных наноструктур. В частности, исследуют эффект близости в структурах сверхпроводник–ферромагнетик (S–F). Наши работы лежат в рамках этой быстро развивающейся области

Андреевские энергетические уровни являются важным понятием в изучении сверхпроводящего транспорта в сверхпроводниковых системах. Анализ на основе изучения Андреевских уровней может быть крайне важен для описания физики сверхпроводящих гибридных структур. В частности изучение Андреевских уровней важно для описания сверхпроводящего диодного эффекта.

В последние годы некоторые из наиболее важных тем физики опираются на сверхбыстрые однофотонные детекторы: квантовая запутанность и проблема затухания волновой функции во времени; обнаружение фотонов в диапазоне частот темной энергии и т.д. Этот класс электронных устройств может принести несколько прорывов в будущие научные исследования. Идея состоит в том, чтобы исследовать импульсы напряжения в небольших сверхпроводящих образцах вблизи границы между системами типов I и II (интертипный режим). Некоторые из наиболее многообещающих открытий, сделанных в последнее время в области сверхпроводимости, связаны с системами в области информационных технологий. В настоящем проекте мы исследовали такого рода материалы.

Полученные результаты имеют важное значение для криогенной электроники и физики полимеров.

Все полученные результаты являются новыми.

Область применения результатов: Криогенная наноэлектроника, сверхпроводниковая спинтроника и магنونика.

## СОДЕРЖАНИЕ

ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ.....	8
ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	11
ВВЕДЕНИЕ.....	14
1 Экспериментальные исследования полимерных гетероструктур.....	18
1.1 Транспортные свойства субмикронных пленок и интерфейсов несопряженных полимеров .....	18
1.1.1 Несопряженный поли(дифениленфталид) — новый электроактивный материал .....	18
1.1.2 Особенности изменения проводимости в тонких пленках полидифениленфталида в структуре, содержащей границу раздела сверхпроводящий металл/полимер.....	23
1.2 Транспортные свойства гибридных систем ПДФ – сверхпроводник.....	27
1.2.1 Состояние проблемы на момент исследования.....	27
1.2.2 Методика эксперимента.....	29
1.2.3 Результаты и обсуждение.....	32
2 Изготовление и исследование многоконтактных туннельных сверхпроводящих наноструктур.....	38
2.1 Изготовление многоконтактных туннельных наноструктур методом фотолитографии .....	38
2.2 Экспериментальное исследование гибридных наноэлектронных структур металл-изолятор-сверхпроводник в виде твердотельного интерферометра.....	45
2.2.1 Состояние проблемы на момент исследования.....	45
2.2.2 Методика эксперимента.....	46
2.2.3 Результаты и обсуждение.....	48
3 Теоретическое исследование эффектов близости и размера в сверхпроводниковых наноструктурах (Пугач).....	53
3.1. Расчет плотности состояний в гибридной структуре сверхпроводник / ферромагнитный изолятор.....	53
3.1.1 Введение в проблему.....	53
3.1.2 Модель.....	54
3.1.3 Результаты расчетов и обсуждение.....	56
3.1.4 Заключение к разделу 3.1 .....	58
3.2. Описание квантового размерного эффекта в тонких сверхпроводящих пленках .....	59

3.2.1 Обзор исследований.....	59
3.2.2. Модель.....	61
3.2.3 Численная реализация данной модели.....	62
3.2.4 Обсуждение результатов.....	62
4. Гибридные низкоразмерные наноструктуры: спинтронные системы, детекторы и сенсоры, топологические изоляторы.....	66
4.1 Сверхпроводящий диодный эффект в топологических гибридных структурах.....	66
4.1.1 Введение.....	66
4.1.2 Модель.....	67
4.1.3 Результаты и обсуждение.....	69
4.1.4 Заключение.....	73
4.2. Диссипативные эффекты в тонких сверхпроводящих пленках.....	74
4.2.1 Введение.....	74
4.2.2 Описание полученных результатов.....	75
4.2.3 Заключение.....	79
5 Локальные и глобальные диаграммы направленности фототока из плазмонных наночастиц.....	82
5.1 Введение.....	82
5.2 Основная часть.....	84
5.3 Глобальная диаграмма направленности фототока из сферических наночастиц.....	86
5.4 Результаты и обсуждение.....	87
6. Микромагнитные исследования магнитных объектов со сложной магнитной текстурой	
6.1 Моделирование спиновой динамики в спин-трансферных наноосцилляторах.....	91
6.2 Описание процессов намагничивания в соединениях семейства $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$ с малой концентрацией неодима на основе экспериментальных данных,,,,,.....	91
6.2.1 Обзор литературы.....	91
6.2.2 Образцы и методы исследования .....	93
6.2.3 Результаты эксперимента и обсуждение.....	94
6.2.3.1 Полевые зависимости намагниченности (экспериментальные данные)...	94
6.2.3.2 Описание процессов намагничивания. ....	96
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	99
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	102

## ТЕРМИНЫ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

В настоящем отчете о НИР применяют следующие термины с соответствующими определениями:

Бислой	- гибридная наноструктура, состоящая из двух слоев
Критическая температура	- температура, при которой сверхпроводник переходит в нормальное, не сверхпроводящее состояние
Наноструктура	- твердотельная структура, отдельные элементы которой имеют размеры порядка 1-100 нм
Гетероструктура	- наноструктура, состоящая из двух или более слоев различных материалов
Двумерный	- объект, один линейный размер которого, много меньше характерного физического масштаба и других геометрических размеров объекта
Обратный эффект близости	- эффект влияния соседнего материала на свойства сверхпроводника
Топологический изолятор	- материал, который является изолятором в объеме, а поверхность обладает особым типом проводимости с дираковским спектром
Наноосциллятор	- осциллятор имеющий размеры порядка нанометров
Халдейновская цепочка	- цепочка магнитных ионов со спином $S=1$ .
Спиновая щель	- энергетическая щель в спектре магнитных возбуждений, отделяющая основное синглетное состояние от возбужденных состояний
Квазиодномерные магнетики	- соединения, в которых ионы переходных металлов, подчиняясь мотивам кристаллической решетки, образуют удаленные друг от друга димеры, кластеры, цепочки или плоскости.
квазизонная модель	- модель проводимости полимеров, основанная на представлении о транспорте носителей заряда в полимерах как в полупроводниках, где подвижны носители только в зоне

	проводимости, и где им приписывается эффективная подвижность
Времяпролетные эффекты	- эффекты выноса носителей заряда на электроды
Времяпролетные кривые	- кривые переходного тока, измеряемые при импульсном облучении тонких пленок полимеров
Полимер	- макромолекулярное органическое соединение, состоящее из повторяющихся структурных элементов
Диэлектрик	- материал с энергией запрещенной зоны превышающей 2 – 2,5 эВ.
Запрещенная зона	- область в электронном энергетическом спектре запрещенная для электронов. В органическом материале определяется как область энергий между энергией верхней занятой орбитали и нижней вакантной
Полиариленфталиды (ПАФ)	- класс несопряженных гетероцепных полимеров, которые отличает наличие боковой функциональной фталидной группы
Полидифениленфталид (ПДФ)	- полимер из класса полиариленфталидов
Инжекция	- в общем смысле это процесс диффузии носителей заряда через границу раздела двух материалов. Чаще всего одним из материалов является металл
Двумерный электронный газ	- частный случай электронных состояний в двумерном объекте, на который наложено ограничение в одном из трех направлений движения электрона
Метод Лэнгмюра-Блоджетт (Л-Б)	- метод осаждения органических пленок путем полива раствора на поверхности воды
Коэффициент Харкинса	- характеризует способность одной жидкости к растеканию по поверхности другой жидкости и определяется соотношением поверхностного и межповерхностного натяжения жидкостей.
Работа выхода электрона (РВЭ)	- минимальная энергия достаточная для выхода электрона из кристалла, при условии, что кинетическая энергия покинувшего кристалл электрона равна нулю. Формально РВЭ можно

определяют, как разность между энергией уровня Ферми и энергией уровня вакуума.

Спиральный магнетик - магнитный материал со спиральным магнитным упорядочением.

## ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ

В настоящем отчете о НИР применяют следующие сокращения и обозначения:

T	- термодинамическая температура, К.
V	- электрическое напряжение, В.
I	- электрический ток, А.
R	- электрическое сопротивление, Ом.
C	- электрическая емкость, Ф.
L	- электрическая индуктивность, Гн.
T <sub>c</sub>	- критическая температура, К.
R <sub>N</sub>	- сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии, Ом.
I <sub>c</sub>	- критический ток сверхпроводника, А.
j <sub>c</sub>	- плотность критического тока сверхпроводника, А/м <sup>2</sup> .
Φ, Φ <sub>0</sub>	- магнитный поток, квант магнитного потока, Вб.
ξ	- сверхпроводящая длина когерентности, м.
Δ	- параметр порядка и сверхпроводящая щель, Дж.
φ	- фаза параметра порядка.
T <sub>c</sub>	- критическая температура, К.
H <sub>c</sub>	- критическое магнитное поле сверхпроводника, А/м.
R <sub>N</sub>	- сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии, Ом.
D	- размерность системы.
F <sub>0</sub>	- энергия конденсации, Дж.
k <sub>B</sub>	- постоянная Больцмана, Дж/К.
σ	- сечение сверхпроводящего канала, м <sup>2</sup> .
I <sub>tun</sub>	- туннельный ток, А.
ZEP	- пик на нулевой энергии (от англ. Zero Energy Peak)
S/F	- структура сверхпроводник/ ферромагнетик (от англ. Superconductor/Ferromagnet)
S/N	- структура сверхпроводник/ нормальный металл (от англ. Superconductor/Normal metal)
S/N/S	- структура сверхпроводник/ нормальный металл/ сверхпроводник (от англ. Superconductor/Ferromagnet / Ferromagnet)
S/ТИ/S	- структура сверхпроводник/ топологический изолятор/ сверхпроводник (от англ. Superconductor/Topological insulator / Ferromagnet)
SDIPS	- спин-зависимый фазовый сдвиг на границе (от англ. Spin Dependent Interfacial Phase Shift)

DOS, ДОС, ПС	- плотность состояний (от англ. Density of States)
$d_f$	- толщина ферромагнетика
$d_s$	- толщина сверхпроводника
$\gamma, \gamma_B$	- параметры эффекта близости для интерфейса
$N_f(E)$	- плотность состояний
$\alpha$	- характерная скорость рассеяния
$\Delta(x)$	- парный потенциал
$T_c$	- критическая температура
$Q, h, h_0$	- параметры намагниченности в ТИ слое
S/PDP/S	гетероструктура, представляющая собой последовательность слоев сверхпроводник-полимерная пленка из полидифениленфталида-сверхпроводник
Pb	свинец – химический элемент (металл)
Nb	ниобий – химический элемент (металл)
ZFC	- режим измерения магнитной восприимчивости, когда образец охлаждается в отсутствии внешнего магнитного поля (от англ. zero-field cooling)
FC	- режим измерения магнитной восприимчивости, когда образец охлаждается в ненулевом магнитном поле (от англ. field cooling)
FI	– ферромагнитный изолятор
БКШ	- Бардина-Купера-Шриффера теория.
ВАХ	- вольт-амперная характеристика.
КРЭ	- квантовый размерный эффект.
МЛЭ	- молекулярно-лучевая эпитаксия.
ПДФ	- полидифениленфталид, ароматический полимер класса полиарилфталидов
ЗБП	– пик при нулевом напряжении
СТМ	- сканирующая туннельная микроскопия
ВТХ	– вольт-температурная характеристика.
ПК	– персональный компьютер.
ПИД	– пропорционально интегрально дифференциально
ФМР	- ферромагнитный резонанс

S, СП	- сверхпроводник, сверхпроводящий слой или пленка
М	- спиральный магнетик, слой спирального магнетика
КРЭ	- квантовый размерный эффект
ТИ	- Топологический изолятор
$T_c$	- температура сверхпроводящего перехода
ОУЛЛ	- Обобщенное уравнение Ландау-Лифшица
РФВ	- (модель) Роуза-Фаулера-Вайсберга
РЭ	- радиационная электропроводность
ВПМ	- времяпролетный метод
ИДУ	- интегро-дифференциальные уравнения
СММ- 2000Т	- сканирующий мультимикроскоп, имеющий две опции в своей работе в виде сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) и атомно-силового микроскопа (АСМ).
АСМ- изображен ие	- вид (морфология) поверхности изучаемого объекта в заданных параметрах физической величины поверхности (рельеф, магнитный момент, проводимость, адгезия и т.п.), представляющий собой результат компьютерной обработки трехмерного массива данных полученных в процессе дискретного сканирования поверхности
нм	- нанометр - единица измерения длины, составляющая $10^{-9}$ м или $10\text{\AA}$

## ВВЕДЕНИЕ

Основной задачей настоящего этапа для объединенной экспериментальной группы (НУЛ КНЭ, ВШЭ, Москва – ЛНПМ, БГПУ, Уфа) было совместное исследование низкоразмерных и гетероструктур.

Обычно органические полимеры проявляют диэлектрические свойства. Несколько десятилетий тому назад был обнаружен класс, так называемых, сопряженных полимеров, характеризующийся наличием в молекулах делокализованных зарядовых состояний, приводящих к конечной электрической проводимости в основном состоянии. Однако относительно недавно и в несопряженных органических соединениях, была зарегистрирована электрическая проводимость, индуцируемая внешним возмущением: например, механическим давлением и/или электрическим полем.

Главной задачей этого цикла работ является исследование этого интригующего явления. Основной гипотезой, подлежащей проверке, является возможность «наведения» сверхпроводимости в несопряженном полимере – полидефинеленфтальде – за счет контакта со сверхпроводником. В настоящей работе исследовались ВАХ и ВТХ тонкопленочных гетероструктур типа «сэндвич»: индий – ПДФ – индий. Ожидается, что ниже точки сверхпроводящего перехода индия ( $T_c \approx 1,4$  К) соответствующие зависимости проявят особенности, которые можно объяснить эффектом близости в системе ПДФ / сверхпроводящий индий.

Проведено экспериментальное исследование влияния материала электрода на электронные параметры квазидвумерной структуры сформированной на границе раздела двух органических диэлектриков класса полиариленфтальдов. Результаты проведенных экспериментов позволили дополнить ранее сделанное предположение об определяющей роли наличия дипольного момента у боковых функциональных групп полимера.

Исследованы температурные особенности изменения сопротивления структуры массивный сверхпроводник/ органический полимерный изолятор/ сверхпроводник в области температуры сверхпроводящего перехода металла в зависимости от толщины полимерного слоя. В качестве материала электродов выбран ниобий, в качестве изолятора – полидифениленфтальд, в котором инициируется переключение проводимости в высокопроводящее состояние путем одноосного давления. Прикладываемое небольшое внешнее одноосное давление, которое никак не влияет на толщину самого полимера, необходимо для улучшения контакта полимера с металлическими электродами и повышения концентрации электронов.

Преобразование электрического тока на границе раздела различных материалов — обычный процесс в любой электрической цепи. При достижении нанометровых масштабов

вся система может вести себя как интерфейс, если ее размеры сопоставимы с характерной длиной релаксации. Особый интерес представляют границы со сверхпроводником, где электрический ток преобразуется из одиночных электронов в куперовские пары. В сверхпроводнике при конечной температуре всегда имеются неспаренные электроны, называемые равновесными квазичастицами. При наличии дополнительного возмущения их концентрация может быть увеличена за счет неравновесных квазичастиц. Если эти возмущения возникают исключительно в результате разрыва пар, то они в равной степени заселяют спектр возбуждений с импульсами  $p_Q > p_F$  (электроноподобные) и  $p_Q < p_F$  (дырочноподобные), где  $p_F$  — импульс Ферми. Такое возмущение вносит вклад в продольную (или энергетическую) моду (L), в противовес поперечной моды (или зарядового дисбаланса) (T), где две ветви спектра возбуждения заселены неравномерно. Для изучения таких неравновесных явлений изготавливают специальные наноструктуры методом электронной литографии. Ввиду технологических ограничений была поставлена задача по изучению возможности изготавливать такие наноструктуры с помощью фотолитографии.

В настоящей работе экспериментально исследовались образцы гибридных нанoeлектронных структур металл-изолятор-сверхпроводник в виде твердотельного интерферометра с целью подтверждения гипотезы о возможности наблюдения когерентной составляющей тока неравновесных квазичастиц, инжектированных в сверхпроводник. В процессе работы проводились измерения вольт-амперных и вольт-температурных характеристик твердотельного интерферометра, а также была получена зависимость туннельного тока от внешнего магнитного тока при фиксированном напряжении инжекции носителей, что может свидетельствовать о наблюдении искомого эффекта.

Был разработан формализм для описания квантового размерного эффекта в тонких сверхпроводниковых пленках. Он опирается на квантовомеханические уравнения теории сверхпроводимости, известные как уравнения Горькова.

Этот подход был расширен для расчета обратного эффекта близости в наногетероструктурах на основе сверхпроводящих пленок алюминия и ниобия, находящихся в условиях эффекта близости с магнитными материалами: ферромагнитными изоляторами. Для этого использовались квантовомеханические уравнения в квазиклассическом приближении в пределе сильного немагнитного рассеяния – уравнения Узаделя. Они уже не позволяют отслеживать квантовые осцилляции, как уравнения Горькова, но хорошо подходят для описания гибридных наногетероструктур, демонстрирующих эффекты близости.

В настоящее время эффект сверхпроводящего диода активно обсуждается в связи с

большим потенциалом его применения в сверхпроводниковой электронике. В частности, сверхпроводящие гибридные структуры на основе трехмерных топологических изоляторов являются одними из лучших кандидатов из-за сильнейшей спин-орбитальной связи. Большинство теоретических исследований диодного эффекта сосредоточено либо на полном численном расчете, который часто бывает довольно сложным, либо на феноменологическом подходе. Мы провели сравнение линеаризованного и нелинейного микроскопических подходов в гибридной структуре сверхпроводник/ферромагнетик/топологический изолятор. Используя квазиклассический формализм функций Грина, мы решаем задачу самосогласованно. Было показано, что результаты, полученные линеаризованным приближением, качественно не отличаются от нелинейного решения. Мы также вычислили фазовые диаграммы эффективности диодного эффекта для определения оптимальных параметров.

В работе введены понятия локальной и глобальной диаграмм направленности фотоэмиссии из плазмонных наночастиц произвольной формы и установлена связь между этими диаграммами. Получены формулы для расчета локальной диаграммы направленности фототока для поверхностного и объемного механизмов фотоэмиссии при заданном распределении поля в плазмонных модах внутри наночастиц произвольной формы. В качестве иллюстрации результатов теории рассчитаны локальные и глобальные диаграммы фотоэмиссии для сферической наночастицы с возбужденными дипольными и квадрупольными плазмонными модами. Показано, что диаграммы направленности для поверхностного и объемного механизмов фотоэмиссии качественно различаются. Различаются так же картины, создаваемые различными плазмонными модами. Результаты работы могут быть использованы в различных практических приложениях плазмонных наночастиц, таких как наноструктурированные фотокатоды, фотодетекторы, плазмонный фотокатализ и другие.

С помощью численных методов исследовано влияние большого по величине спин-поляризованного тока на связанную динамику вихрей в спин-трансферных наноосцилляторах большого диаметра - 400 нм. Обнаружено, что при увеличении величины тока выше некоторого его критического значения перестает наблюдаться динамическое переключение полярности вихря в толстом магнитном слое, а наблюдается движение вихрей по круговым траекториям с одинаковым значением частоты. При дальнейшем увеличении величины тока, выше некоторого его критического значения наблюдается динамическое переключение полярности вихря в толстом магнитном слое.

Исследовано динамическое изменение структуры вихрей. Показано, что образуется пара вихрей с противоположными полярностями, которая через некоторое время начинает

двигаться по круговым траекториям с одинаковой частотой. Зависимость частоты связанных колебаний магнитных вихрей практически линейно увеличивается с увеличением величины тока как для случая вихрей с одинаковой, так и с разной полярностью. Зависимость радиусов окружностей по которым движутся вихри в тонком и толстом магнитных слоях практически линейно уменьшаются с увеличением величины тока, как для случая вихрей с одинаковой, так и с разной полярностью. Найденный эффект можно использовать для повышения рабочих частот СТНО.

На основе экспериментальных данных по полевым зависимостям намагниченности, измеренных в полях до 5 Тл при разных температурах, проводилось описание процессов намагничивания квазиодномерных магнетиков семейства  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$  с малой концентрацией неодима. Предложена модель изменения магнитной структуры под действием внешнего магнитного поля.

Выполнены задачи четвертого этапа совместного исследования.

Результаты, полученные при выполнении настоящего проекта, опубликованы в 12 научных статьях, индексируемых в РИНЦ, из них 6 индексируются также в международных базах данных WoS/Scopus, опубликованы 22 тезисов докладов на российских и международных конференциях, результаты обсуждены также в 9-и докладах, тезисы которых не печатались.

## 1 Экспериментальные исследования полимерных гетероструктур

### 1.1 Транспортные свойства субмикронных пленок и интерфейсов несопряженных полимеров.

1.1.1 Несопряженный поли(дифениленфталид) — новый электроактивный материал

Поверхности и границы раздела материалов часто обладают отличными от объема материала свойствами. Поверхность является самым крупным дефектом структуры. На поверхности происходит обрыв периодического потенциала, возникает высокая концентрация нарушенных химических связей. Как следствие, наблюдается аномально большая концентрация поверхностных электронных состояний. Управление этими состояниями позволяет реализовать физические явления, которые можно воплотить в различных электронных устройствах. Более сложная ситуация возникает при взаимодействии двух поверхностей. Однако, практически, вся физика полупроводниковых приборов основана на реализации свойств границ раздела многочисленных комбинаций разных интерфейсов металлических, полупроводниковых и диэлектрических материалов.

Ранее было установлено влияние электронной структуры полимерных материалов на параметры квазидвумерного электронного газа, сформированного вдоль границы раздела полимер/полимер. Показано, что наилучшим образом с высокой проводимостью и подвижностью вдоль границы раздела коррелирует параметр, который мы определили, как поле поверхностной поляризации. Это поле формируется на поверхности полимерной пленки и зависит не только от дипольного момента молекул, но и поверхностной плотности диполей, и угла наклона диполей относительно нормали к поверхности:

$$\Delta = \frac{4\pi}{\epsilon} n P_0 \cos(\alpha), \quad (1.1)$$

где  $n$  — поверхностная дипольная плотность,  $P_0$  — дипольный момент функциональной группы,  $\alpha$  — угол направления дипольного момента относительно поверхности,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость полимера. Тем самым, выбирая макромолекулы с подходящим набором  $(n, P_0, \alpha)$ , можно изменять электронные свойства вдоль интерфейса в широких пределах. Также эффективно влиять на свойства интерфейса можно путем модификации границы раздела полимер/полимер, например, путем введения двумерной системы из островковой пленки окислов меди.

По-видимому, при малой толщине полимерных пленок, формирующих границу раздела полимер/полимер, можно наблюдать влияние поверхностных состояний внешних поверхностей двуслойных структур на транспортные свойства вдоль границы раздела. Например, такой процесс возможен при формировании поля адсорбированных на внешней

поверхности образца молекул. На этом принципе создаются и исследуются полевые транзисторы, роль затвора (или второго затвора) в которых обеспечивается потенциалом выявляемых полярных молекул, частиц и биологических объектов. Высокая подвижность носителей заряда вдоль интерфейса может способствовать изменению проводимости вдоль интерфейса при изменении поля адсорбированных молекул. В то же время, улучшение свойств границы раздела, а равно подбор материалов и условий для реализации высокой подвижности вдоль интерфейса встречает такие же ограничения, как и в случае многослойных вертикальных структур, а именно, осуществление омического контакта между электродом и квазидвумерный электронный газ.

Целью данного этапа было исследование влияния материала электрода на параметры транспорта носителей заряда вдоль квазидвумерной области между двумя полимерными пленками. Аномальные электронные свойства реализуются вдоль границы раздела двух полимерных диэлектриков с функциональными полярными группами. В качестве диэлектрика использовались субмикронные пленки полидифениленфталида. Структурная формула и схематическое изображение экспериментальной структуры представлены на рисунке 1.1.

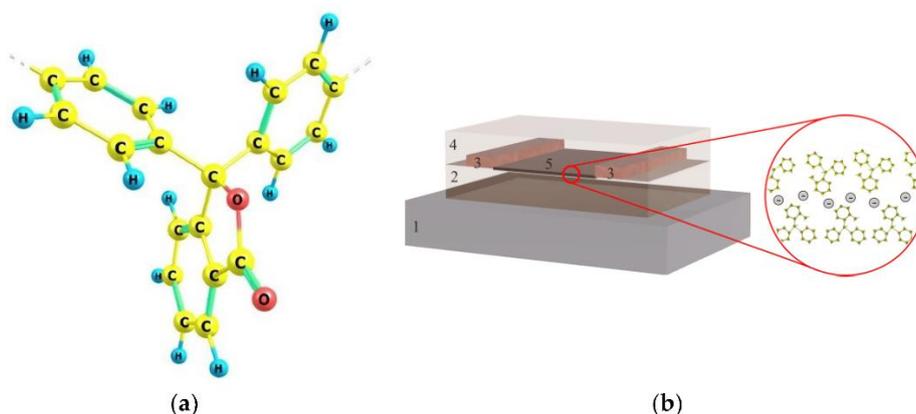


Рисунок 1.1. — Структурная формула мономерного звена ПДФ ( а ) и схематическое изображение многослойной структуры ( б ). 1 — подложки; 2 — нижний полимерный слой; 3 — металлические электроды; 4 — верхний полимерный слой; 5 — квазидвумерная область между двумя полимерными пленками.

С целью оценки влияния металла на проводимость границы раздела полимер/полимер изготовлены образцы с электродами из алюминия, меди и хрома (Sigma-Aldrich) с работами выхода 4.20, 4.36, 4.60 эВ соответственно, в предположении, что эффективная работа выхода материала электрода также должно отразиться на проводимости интерфейса двух полимерных пленок.

Анализ полученных результатов был проведен по ВАХ. В рамках инжекционной модели токов ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ), изучены механизмы транспорта носителей заряда.

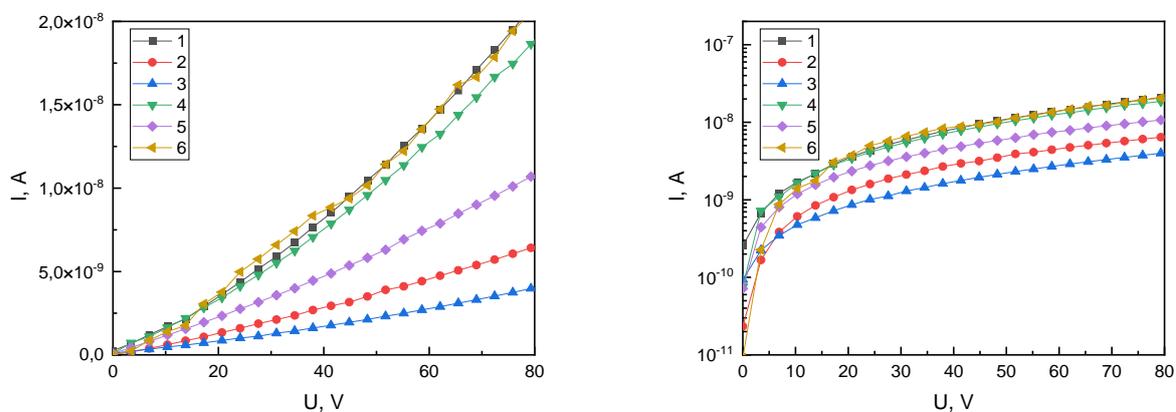


Рисунок 1.2. — Вольт-амперные характеристики, измеренные вдоль границы раздела полимер/полимер на семи однотипных образцах (а), в полулогарифмических координатах (б).

На рисунке 1.2 представлены вольт-амперные характеристики 6-и экспериментальных однотипных образцов с плоскими медными электродами. Расстояние между электродами на всем протяжении зазора порядка  $\sim 60$  мкм. Прослеживается отличие между результатами ВАХ. Объясняется это тем, что в лабораторных условиях изготовления образцов затруднительно формирование идентичных границ между электродом и областью раздела между двумя полимерными пленками.

Графики имеют нелинейный вид. Выделяются участки линейной зависимости тока от напряжения при низкой разности потенциалов и области свехлинейной зависимости. На рис.1.2б представлены зависимости ВАХ в полулогарифмических координатах. Вид зависимости и наклон аппроксимирующей прямой всех ВАХ в диапазоне от 20 до 80 В идентичен. Различия скорее всего вызваны различием эффективного расстояния между электродами. Образцы 1,4,6 продемонстрировали схожую ВАХ. Характеризуются наибольшей проводимостью. Дальнейший анализ и расчеты электрофизических параметров были проведены по данным ВАХ этих 3-х образцов.

Для определения электрофизических параметров проводимости использована инжекционная модель и формула барьера Шоттки. Из логарифмического графика было определено, что линейная зависимость переходит в свехлинейную при достижении определенного значения  $U_n$ , концентрация инжектированных носителей заряда сравнивается с концентрацией собственных носителей.

В ходе расчетов были получены значения концентрации носителей заряда, подвижности носителей заряда и высоты потенциального барьера. Рассчитанные усредненные значения проводимости составляют  $\sim 2 \times 10^{-10}$  См, подвижность носителей заряда  $\sim 3$  см<sup>2</sup>/В·с, а концентрация носителей заряда  $\sim 2 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Оценка потенциального барьера на контакте 3М/2ОМ дала значение  $\sim 0,52$  эВ. Подвижность носителей заряда границы раздела существенно превышает значения характерные для объема полимера.

Для оценки зависимости различных контактных металлов на проводимость интерфейса полимер/полимер были изготовлены структуры с электродами из материалов с разной работой выхода. На рисунке 1.3 представлены ВАХ одностипных структур с планарными электродами из меди, алюминия и хрома, сформированных на границе раздела полимерных пленок. Расстояния между электродами составляли 45 нм, средняя толщина электрода равнялась 150 нм для всех образцов. Толщина каждого полимерного слоя 280 нм. Измерения проведены в комнатных условиях при температуре 25С и влажности 30%. Зависимости тока от напряжения образцов имеют нелинейный вид. Значение рассчитанных электрофизических параметров на плоской представлены в таблице 1.1.

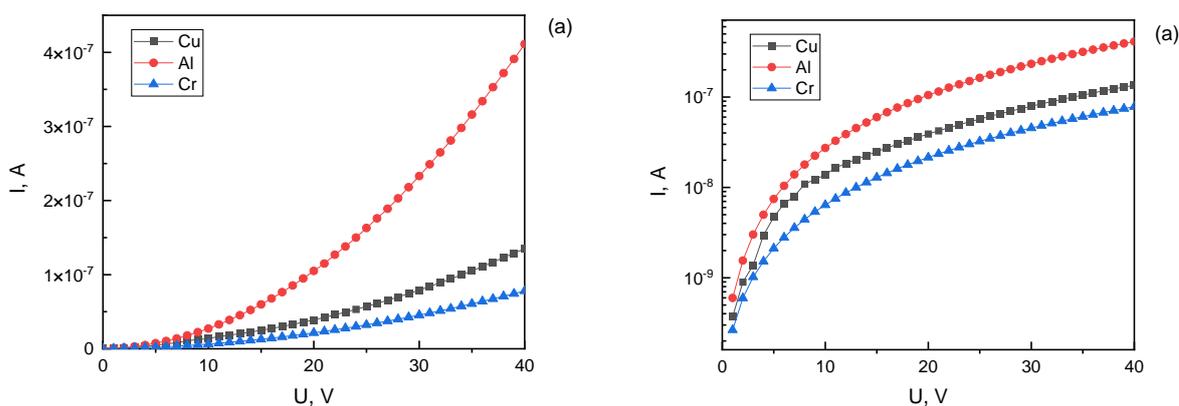


Рисунок 1.3. — Вольт-амперные характеристики границы раздела полимер/полимер в зависимости от материала электрода (а), в полулогарифмических координатах.

Таблица 1.1

Электрофизические параметры носителей заряда и потенциального барьера на границе 3D-металл / квазидвумерная структура в зависимости от материала планарного электрода.

Материал электрода	Электропроводность $G, 10^{-9} S$	Концентрация собственных носителей заряда $n_0, 10^{11} \text{ см}^{-3}$	Подвижность носителей заряда $\mu, \frac{\text{см}^2}{V \cdot \text{с}}$	Потенциальный барьер $\varphi_B, eV$	Работа выхода металла $A_{\text{вых}}, eV$

Медь	3.5	7.26	95	0.52	4.36
Алюминий	10.3	1.56	120	0.50	4.20
Хром	2.0	2.36	55	0.54	4.60

Концентрация собственных носителей заряда для всех образцов слабо меняется в разных материалах электродов в диапазоне от  $10^{11}$  до  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Столь слабая зависимость концентрации от материала электрода обусловлена тем, что концентрация его собственных носителей заряда оценивается по модели инжекции. Поскольку в экспериментах использовался один и тот же полимерный материал, концентрации должны варьироваться в пределах погрешности эксперимента.

Оценки подвижности носителей заряда и значения электропроводности изменяются при изменении работы выхода контактирующего металла. Дополнительно максимальные значения регистрируются для электрода с минимальной работой выхода. При этом наблюдается и максимальная проводимость. Увеличение работы выхода приводит к уменьшению подвижности и проводимости вдоль границы раздела полимер/полимер.

Изменение работы выхода металла не повлияло на существенное изменение высоты потенциального барьера на контакте трехмерный металл/квазидвумерная структура. Этот факт может указывать на наличие эффекта закрепления уровня Ферми на контакте металла и двумерной органической области. Подобное явление ранее наблюдалось не только на обычных интерфейсах металл/полимер, но также и на таких интерфейсах, как 3D-металл/2D-материал. Закрепление уровня Ферми на границе раздела металл–2D-структура может быть вызвано дефектами, образовавшимися при изготовлении электродов. Электроды были изготовлены методом термического испарения атомов металла в вакууме, которые является высокоэнергетическим. В связи с этим наблюдаются небольшие различия в высотах потенциальных барьеров Шоттки на границе трехмерного слоя металла/квазидвумерного полимера (таблица 1.1) в зависимости от работы выхода материала электрода. Это может указывать на возникновение дефектов в зоне контакта, что приводит к закреплению уровня Ферми.

Для оценки вклада объема полимерной пленки в транспорт носителей заряда вдоль границы раздела дополнительно был проведен эксперимент по изучению инжекции носителей заряда в объем полимерной пленки в структуре металл/полимер/металл. Высоты барьера Шоттки варьировались в зависимости от материала инжектируемого электрода: для алюминия — 0,79 эВ; для меди — 0,83 эВ; а для хрома — 0,85 эВ. В то же время концентрация носителей заряда для всех структур была практически одинаковой при

$\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , а подвижность их собственных носителей заряда оказалась крайне низкой при  $\sim 10^{-10} \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ .

Очень важно понять, как изменение высоты потенциального барьера на границе раздела металл/полимер коррелирует с изменением работы выхода металла. Чтобы ответить на этот вопрос, эффективная работа выхода использованных металлов была нормирована на эффективную работу выхода Al. В результате были получены следующие значения:  $\varphi_{Al}/\varphi_{Al} = 1$ ;  $\varphi_{Al}/\varphi_{Cu} = 0.96$ ;  $\varphi_{Al}/\varphi_{Cr} = 0.93$ . Аналогичная процедура была проведена со значениями высот потенциальных барьеров для границ раздела металл/полимер. В результате были получены следующие значения нормировки:  $\varphi_{Al/PDP_h}/\varphi_{Al/PDP_h} = 1$ ,  $\varphi_{Al/PDP_h}/\varphi_{Cu/PDP_h} = 0.95$ ;  $\varphi_{Al/PDP_h}/\varphi_{Cr/PDP_h} = 0.92$ . Учитывая погрешность оценки потенциального барьера, согласие полученных результатов более чем удовлетворительное. Изменение работы выхода контактирующего металла вызывает соответствующие изменения высоты потенциального барьера на границе раздела металл/полимер.

Заключение по разделу 1.1.1.

Установлено, что вдоль границы раздела двух пленок полидифениленфталида формируется квазидвумерная область, имеющая аномально большую для органического диэлектрика проводимость. Эта область характеризуется высокими значениями подвижности носителей заряда для органических материалов. Максимальное полученное значение подвижности составляет  $120 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$ . Электронные свойства квазидвумерной структуры зависят от свойств контакта трехмерного металлического электрода и квазидвумерной органической структуры.

Установлено, что уменьшение эффективной работы выхода электродного металла позволяет получить структуру с большей проводимостью и подвижностью носителей заряда по сравнению с металлами с большей работой выхода.

1.1.2 Особенности изменения проводимости в тонких пленках полидифениленфталида в структуре, содержащей границу раздела сверхпроводящий металл/полимер

С целью регистрации эффекта индуцированной сверхпроводимости (proximity effect) в структуре сверхпроводник–ПДФ–сверхпроводник проведено исследование электронных транспортных свойств слоистых гетероструктур с органическим слоем полимера из класса полигетероариленов – полидифениленфталида (ПДФ), в широком температурном диапазоне 5.6-300 К В качестве сверхпроводящих электродов выбраны массивные сверхпроводники из ниобия толщиной 1 мм, температура сверхпроводящего перехода 9,25 К.

На рисунке 1.4 представлена общая схема закрепления образцов в ячейке Криогенной установки Janis. Размер металлической пластинки  $12 \times 2 \times 0,3$  мм. Расстояние между измерительными зондами 1,3 составляло 10 мм. Образец устанавливался на специальную стеклянную подложку толщиной 1 мм. Далее, образец прижимался к подложке зондами 1-4 прижимными винтами. Таким образом, электрический контакт между зондами и образцами во всех случаях осуществлялся прижимным методом.

Формы пластин Nb были подобраны таким образом, чтобы сопротивление образцов было достаточно большим и могло быть измерено в широком интервале температур одинарным мостом.

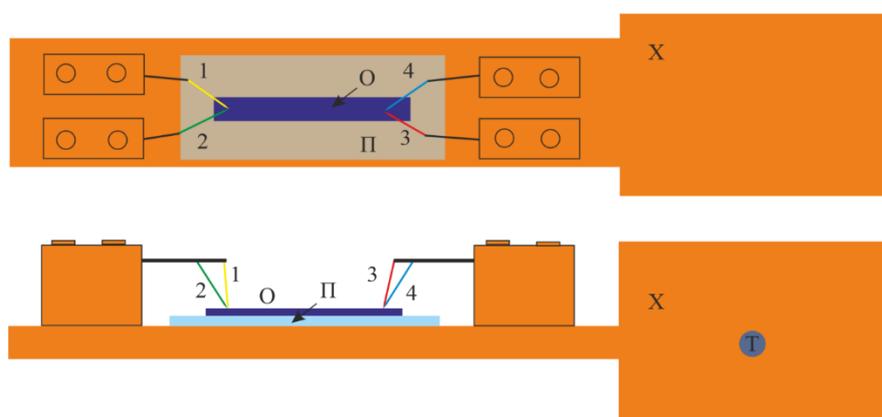


Рисунок 1.4. — Схема закрепления металлического образца: О – образец; П – стеклянная подложка; Х – хладопровод; Т – датчик температуры; 2,4 – токовые зонды; 1,3 – зонды измерения разности потенциалов.

При исследовании образцов структуры Nb/ПДФ/Nb, с толщиной полимерной пленки 1200 нм, была использована схема, приведенная на рисунке 1.5. На нижний электрод, полимерная пленка наносилась методом центрифугирования. Контакт между верхним электродом и полимерной пленкой осуществлялся прижимом зондов 3 и 4.

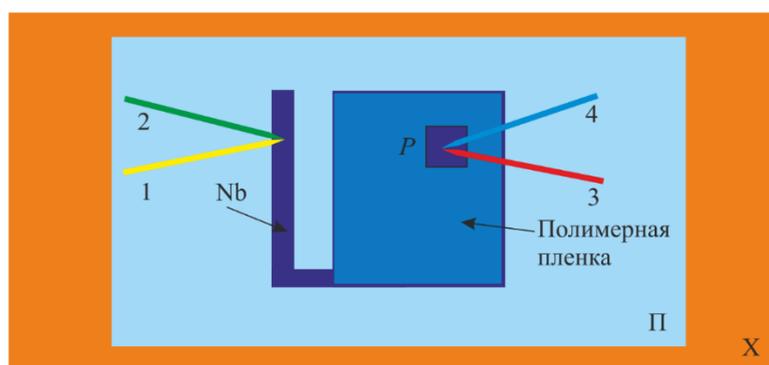


Рисунок 1.5. — Схема закрепления образца Nb/ПДФ/Nb толщиной 1200 нм: П – стеклянная подложка; Х – хладопровод; 2,4 – токовые зонды; 1,3 – зонды измерения разности потенциалов; P – верхний прижимной электрод.

Регулировкой силы прижима, было достигнуто такое сопротивление структуры Nb/ПДФ/Nb, которое соответствовало высокопроводящему состоянию полимерной пленки. Размер верхнего электрода составлял 3×3 мм.

Так как, предложенная на Рисунке 1.5 схема не позволила получить устойчивое давление на образец, при исследовании образцов структуры Nb/ПДФ/Nb толщиной 500 и 300 нм, была использована конструкция, позволившая прикладывать одноосное механическое давление в месте контакта верхнего электрода с полимерной пленкой, состоящая из медной основы, размером 15×4×2.5 мм и верхней прижимной стальной пластины Рисунок 1.6. Давление регулировалось двумя симметрично расположенными относительно образца винтами. Регулировкой силы прижима, было достигнуто такое сопротивление структуры Nb/ПДФ/Nb, которое соответствовало высокопроводящему состоянию полимерной пленки.

Во избежание нежелательных контактов, каждый элемент образца Nb/ПДФ/Nb был изолирован от прижимного механизма пластиной слюды толщиной 0,1 мм. При этом, площадь контакта между верхним электродом и полимерной пленкой не превышала 1 мм<sup>2</sup>.

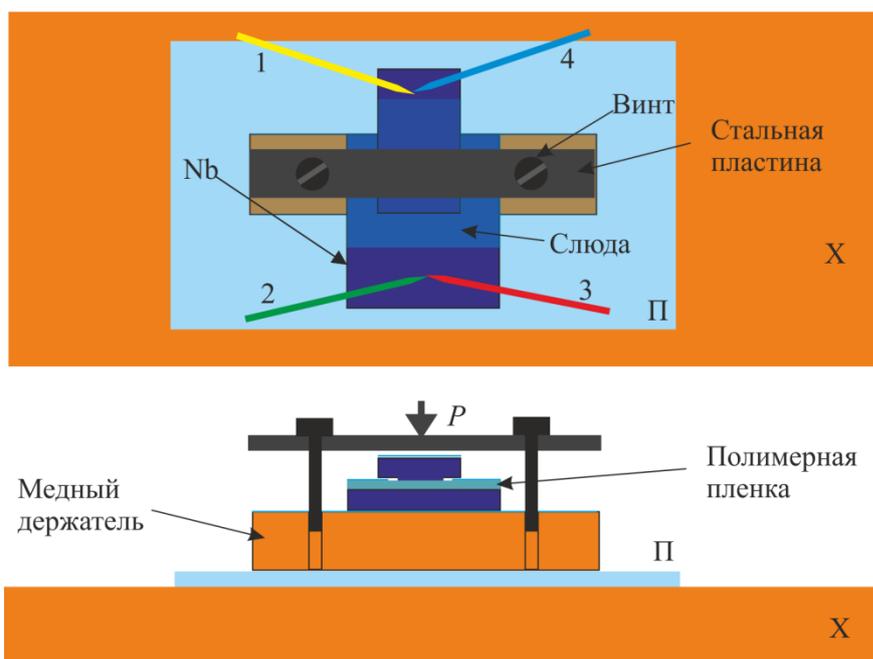


Рисунок 1.6. — Схема закрепления образца Nb/ПДФ/Nb: П – стеклянная подложка; X – хладопровод; 2,4 – токовые зонды; 1,3 – зонды измерения разности потенциалов; P – направление и место приложенного давления.

На рисунке 1.7 представлена собственная температурная зависимость сопротивления ниобия в температурном диапазоне 5.6 – 300 К. Зарегистрирован сверхпроводящий переход 9.3К, который в рамках погрешности измерения соответствует литературным данным.

В структуре сверхпроводник/ПДФ/сверхпроводник зарегистрировано изменение сопротивления в области температуры сверхпроводящего перехода Nb. Результаты температурной зависимости сопротивления для пленки полимера толщиной 300 нм представлены на рисунке 1.8а. В области 9.3 К наблюдается резкое уменьшение сопротивления структуры, что не противоречит литературным данным по температуре сверхпроводящего перехода для ниобия. На рисунке 1.8б показана зависимость сопротивления для пленки толщиной 1300 нм. Данная пленка находилась под одноосным механическим давлением. Видно, что сверхпроводящий переход в этом случае также наблюдается. Однако он смещается в область более низких температур и размывается. Как известно, размывость перехода по температуре характерна для очень тонких сверхпроводящих проволок или малых металлических частиц, если их диаметр  $d$  много меньше длины когерентности куперовской пары.

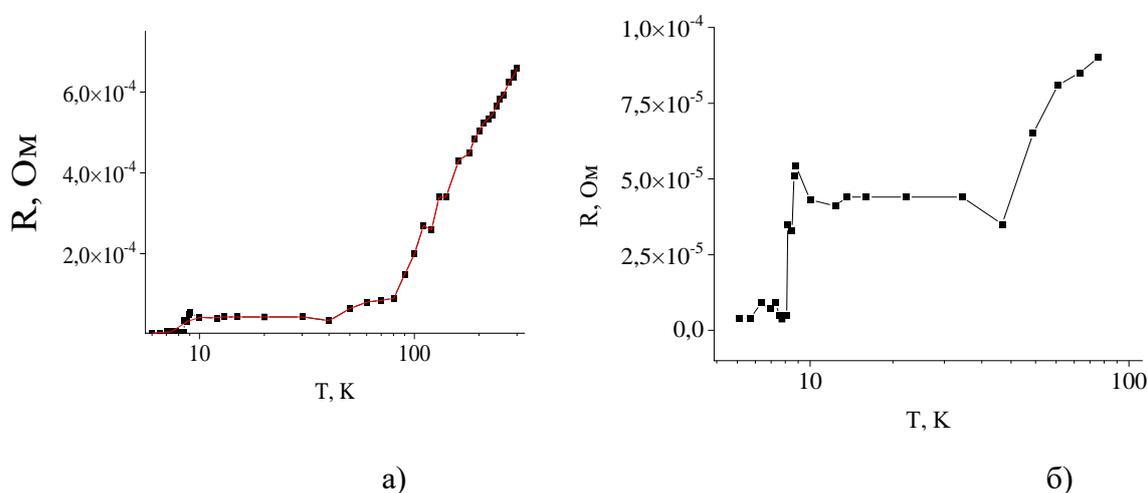


Рисунок 1.7. — Температурная зависимость сопротивления Nb.

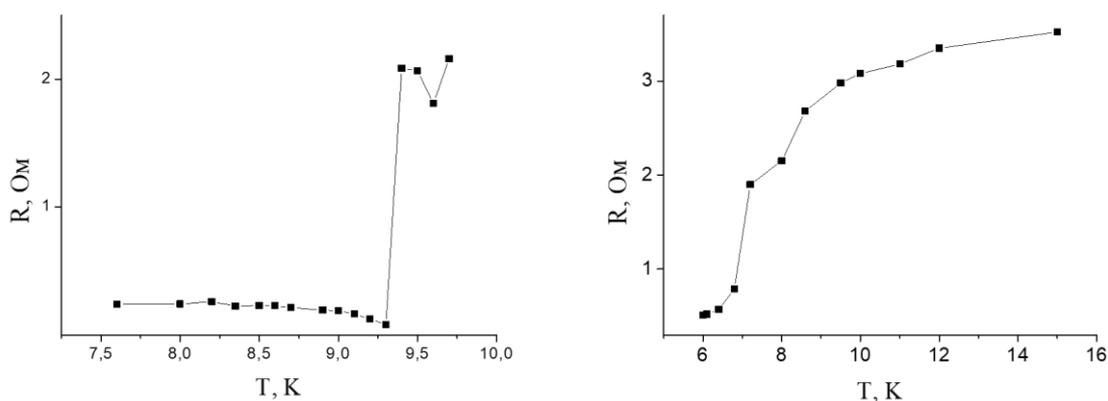


Рисунок 1.8. — Температурная зависимость сопротивления структуры Nb/ПДФ/Nb при толщине полимерной пленки: а)  $d=300$  нм, б)  $d=1300$  нм.

Заключение по разделу 1.1.2.

Установлено, что в структурах сверхпроводник/полимерный диэлектрик/сверхпроводник в состоянии высокой проводимости, инициированной одноосным давлением, регистрируется температура сверхпроводящего перехода Nb. Объяснение наблюдаемых явлений может быть следующим. По аналогии с сопряженными полимерами, можно предположить, что для наблюдения сверхпроводимости требуется достижение больших значений подвижности. Механическое давление как раз инициирует рост подвижности, что и видно на рисунке 1.8б. Размытие и смещение температуры перехода может быть связано с ростом степени беспорядка в полимерной пленке, а именно особенностями надмолекулярной структурой объема полимерной пленки разной толщины. При температурах ниже ~10 К ряд образцов проявляет особенности, которые можно объяснить эффектом индуцированной сверхпроводимости в тонкой пленке проводящего полимера, заключенной между двумя массивными сверхпроводниками Nb.

По результатам исследований транспортных свойств субмикронных пленок и интерфейсов несопряженных полимеров в отчетном году опубликовано 3 статьи [1-3], в том числе 1 статья в Q1 (WoS) и 2 в РИНЦ, сделаны 3 доклада на конференции [3-6] (сборник трудов конференции индексируется в РИНЦ).

## **1.2 Транспортные свойства гибридных систем ПДФ – сверхпроводник**

### **1.2.1 Состояние проблемы на момент исследования**

Большинство полимеров можно отнести к органическим диэлектрикам. Однако существует особый класс полимеров, обычно характеризующийся наличием сопряженных p-связей, которые обеспечивают делокализацию электронов, приводящую к электропроводности в основном состоянии системы. Сравнительно недавно было обнаружено, что конечный электрический ток может проходить и через несопряженные полимеры. В основном состоянии они являются широкозонными диэлектриками, но могут проявлять высокую электропроводность под влиянием таких внешних параметров, как механическое напряжение и/или электрическое поле [1]. Эффект интерпретируется как стимулирование металлического состояния [2].

В качестве объекта исследования был выбран полидифениленфталид (ПДФ), являющийся представительным электроактивным полимером, демонстрирующим наведенную электрическую проводимость. ПДФ представляет собой карбоциклический полимер с высокой химической и термической стабильностью, прозрачностью в видимом спектре и высокой механической прочностью [3,4]. ПДФ имеет аморфную структуру со

степенью кристалличности не более 15%. Он характеризуется необычайно высокой химической стойкостью. Найдены условия селективного получения ПДФ с молекулярной массой более  $(50-60) \times 10^3$  без образования гель-фракции. Модельное изображение структурной единицы полимера ПДФ представлено на рис. 1.9а. Полимеры этого класса растворимы в органических растворителях и обладают исключительными пленкообразующими свойствами [5, 6]. Согласно этим результатам, центрифугированием раствора в циклогексаноне на металлической поверхности можно получать сплошные однородные пленки толщиной от нескольких нанометров до микрометров. Высокая однородность и бездефектность поверхности на наномасштабах неоднократно подтверждались различными методами, в том числе сканирующим туннелированием и атомно-силовой микроскопией. В ряде случаев удавалось наблюдать области с поверхностным макромолекулярным (квазикристаллическим) упорядочением [7].

Замечательным свойством ПДФ является то, что в зависимости от длины определенных атомных связей его молекула может существовать в нескольких пространственных конфигурациях. При нормальных условиях ПДФ является широкозонным диэлектрическим материалом и характеризуется следующими параметрами: ширина запрещенной зоны  $\sim 4,3$  эВ, работа выхода электрона  $\sim 4,2$  эВ, сродство к электрону  $\sim 2$  эВ, потенциал первой ионизации  $\sim 6,2$  эВ. Однако в другом (метастабильном) состоянии, например, индуцированная внешним электрическим полем, система характеризуется ненулевой плотностью электронных состояний внутри запрещенной зоны. Глубина таких состояний увеличивается, если система принимает дополнительный электрон, что косвенно обеспечивает электропроводность вдоль цепи полимера [8].

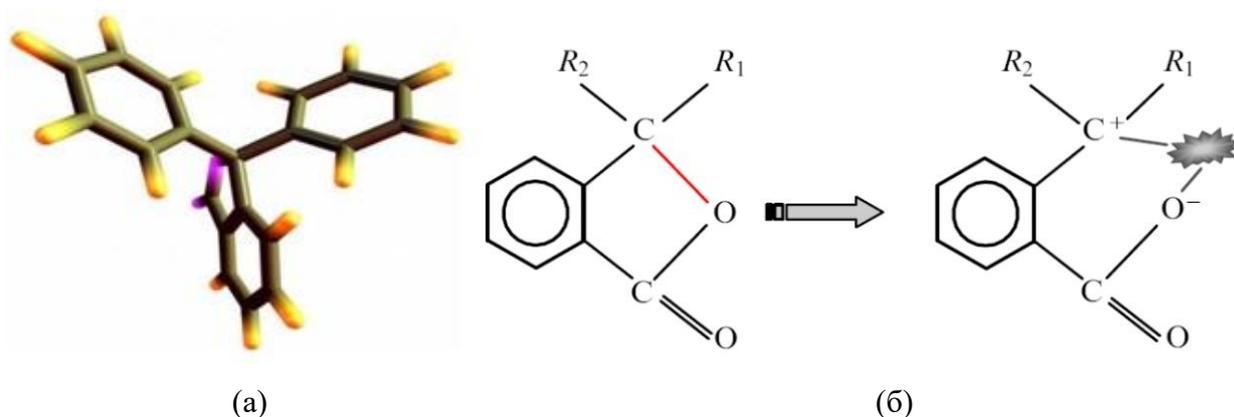


Рисунок 1.9 — (а) Структурная единица молекулы полимера ПДФ. (б) Принцип возникновения конечной электрической проводимости в несопряженном полимере.

Недавно было обнаружено, что тонкие пленки ПДФ в контакте со сверхпроводником проявляют признаки сверхпроводимости, что интерпретируется как проявление эффекта

близости (proximity effect) [9,10]. Однако там исследовались исключительно слоистые структуры типа «сэндвич». Попытки обнаружить наведенную сверхпроводимость в планарной конфигурации типа полевого транзистора (Рис. 2) не привели к положительному результату [11]. Предположительно, отрицательный результат [11] связан с тем, что в ПДФ стимулированная электрическая проводимость возникает не по всему объему материала, а - в тонких каналах «шнурования тока» [1,2]. Соответственно, возникновение «пятен» (сверх)проводимости поперек диэлектрической пленки ПДФ, не приводит к конечной электрической проводимости вдоль ее плоскости (Рис.1.10).



Рисунок 1.10. — Гетероструктура свинец – ПДФ – свинец в планарной конфигурации типа полевого транзистора [11].

### 1.2.2 Методика эксперимента

В настоящей работе исследовались тонкопленочные гетероструктуры типа «сэндвич»: индий – ПДФ – индий (Рис. 1.11). В отличие от предыдущих гетероструктур, где свинец наносился методом термического напыления, и, соответственно, раскаленные кластеры металла, в принципе, могли прожечь пленку полимера, сейчас индиевые электроды формировались холодной прокаткой. Индий – исключительно мягкий металл, и поэтому с большой вероятностью можно исключить механическое повреждение полимера и, как следствие – формирование «проколов». Вопрос о возможности существования тонких проросших дендритов остается открытым. После завершения цикла измерений новые образцы на базе индия будут переданы коллегам для проведения анализа сколов методом просвечивающей электронной микроскопии.

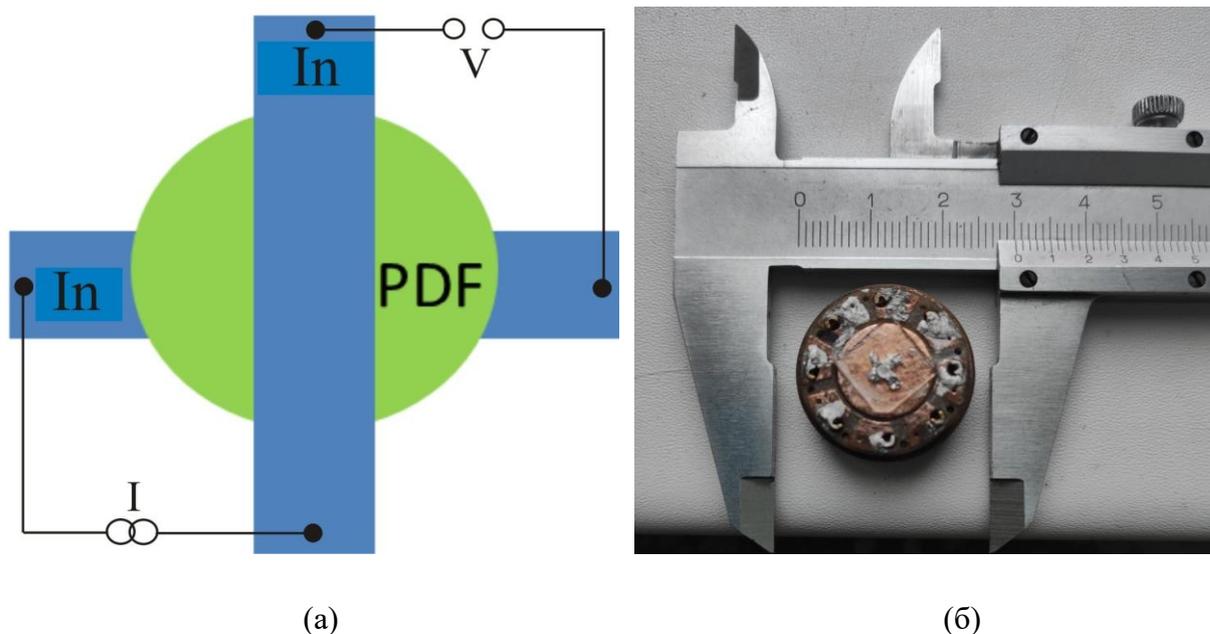
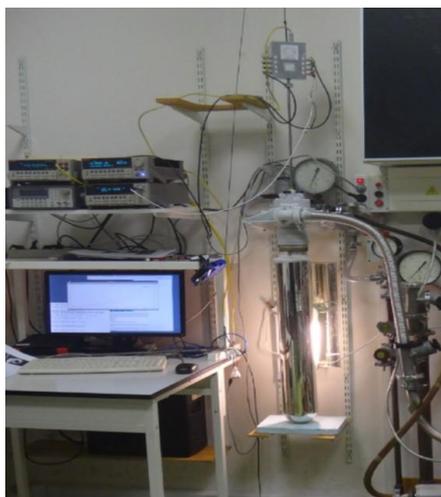
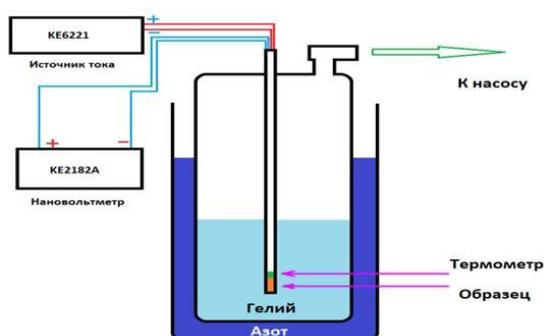


Рисунок 1.11. — (а) Схема измерений и план гетероструктуры индий – ПДФ –индий в конфигурации типа «сэндвич». (б) Фотография образца на держателе для измерения транспортных характеристик.

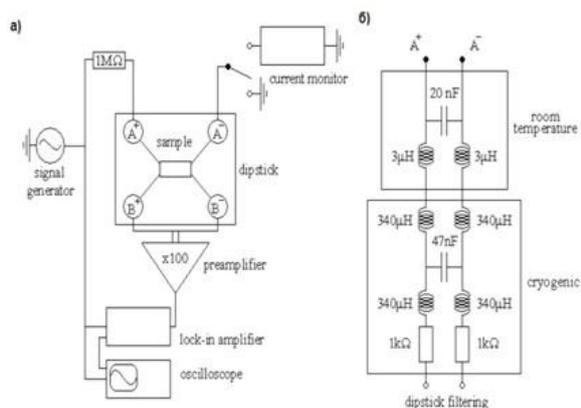
Измерения транспортных зависимостей (ВАХ и ВТХ) проводилось при помощи автоматизированной системы измерений на базе ПК и откачного криостата  $^4\text{He}$  (Рис. 1.12). Измерения ВАХ производились в 4-х контактной конфигурации на постоянном токе (Рис. 1.12б). Образец находился в ванне  $^4\text{He}$ , которая могла откачиваться форвакуумным насосом до давления порядка нескольких мБар, что соответствовало температурам вплоть до 1,5 К. Соответственно, ВТХ могли записываться в диапазоне температур от комнатных до криогенных. При необходимости (например, при регистрации ВАХ) температура образца стабилизировалась при помощи ПИД контроллера Lake Shore model 370. Для улучшения соотношения сигнал/шум измерения ВТХ проводились также на переменном токе с использованием фазочувствительного детектора Stanford Research SR 530 (Рис. 1.12в).



(a)



(б)

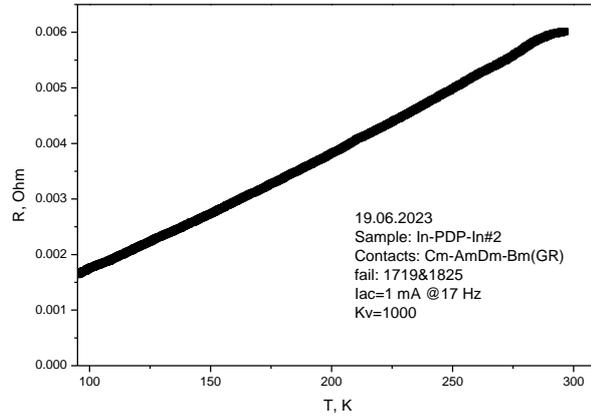


(в)

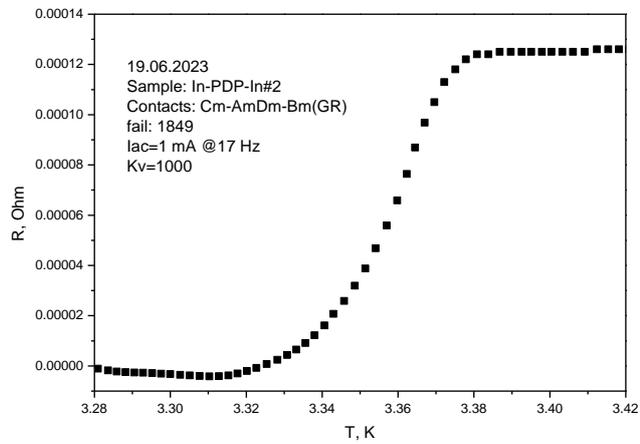
Рисунок 1.12. — (а) Фотография измерительной установки. (б) Схематика измерительной цепи на постоянном токе и криостата. (в) Схематика измерений на переменном токе методом фазочувствительного детекторования и электрическая схема системы RLC фильтров для подавления паразитных электромагнитных наводок [12].

### 1.2.3 Результаты и обсуждение

Измерения ВТХ как самих индиевых электродов, так и «сэндвичей» индий–ПДФ–индий в широком температурном диапазоне от  $T \approx 300$  К до криогенных выявило линейную зависимость электрического сопротивления от температуры (Рис. 1.13а).



(а)



(б)

Рисунок 1.13. — (а) ВТХ «сэндвича» индий–ПДФ–индий в широком температурном диапазоне от  $T \approx 300$  К до 80 К и (б) в области сверхпроводящего перехода индия  $T_c(\text{In}) \approx 1,41$  К.

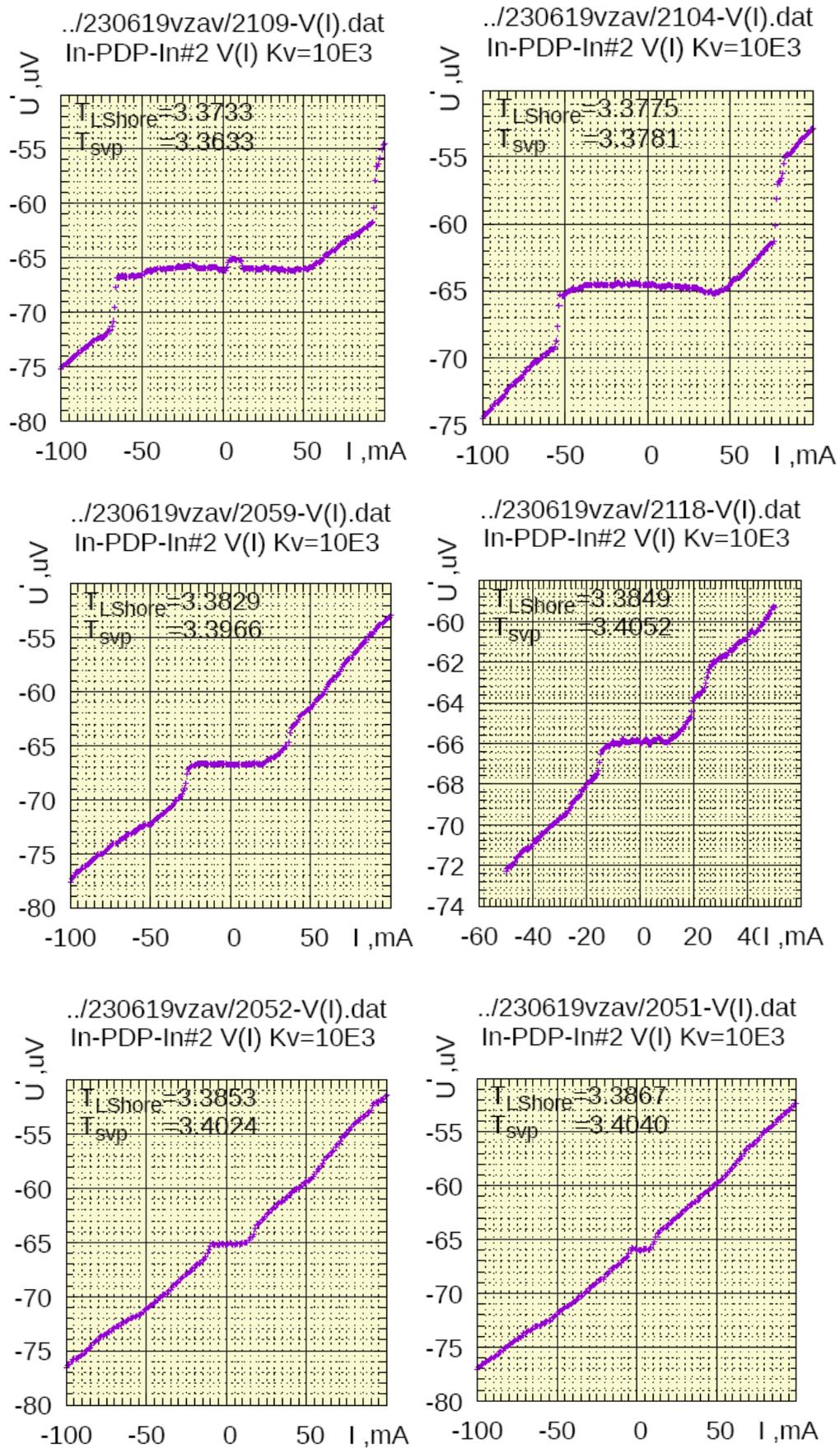
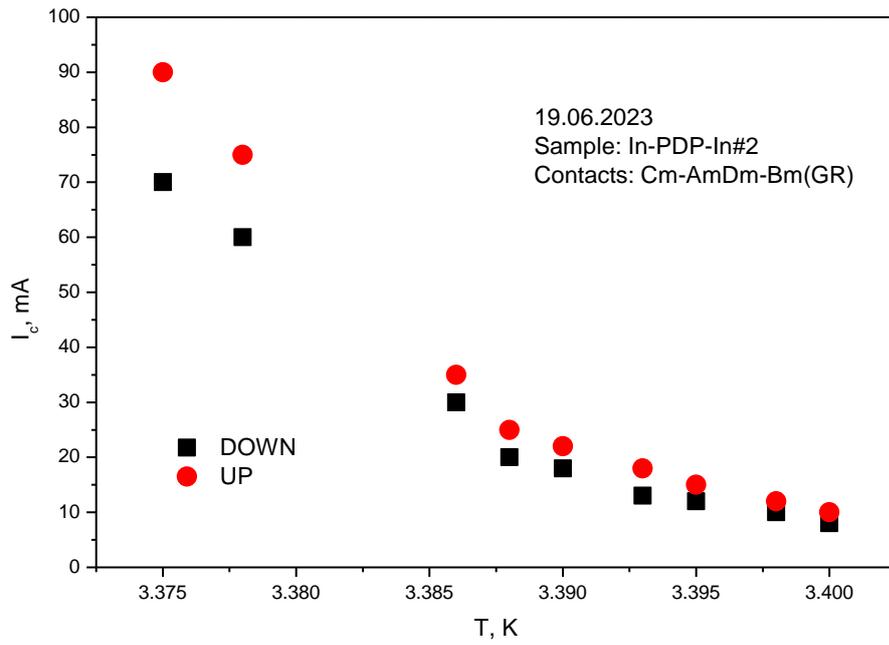


Рисунок 1.14. — ВАХ сэндвича In-PDP-In при нескольких температурах  $T$  ниже критической для индия  $T_c \approx 3,41$  К.

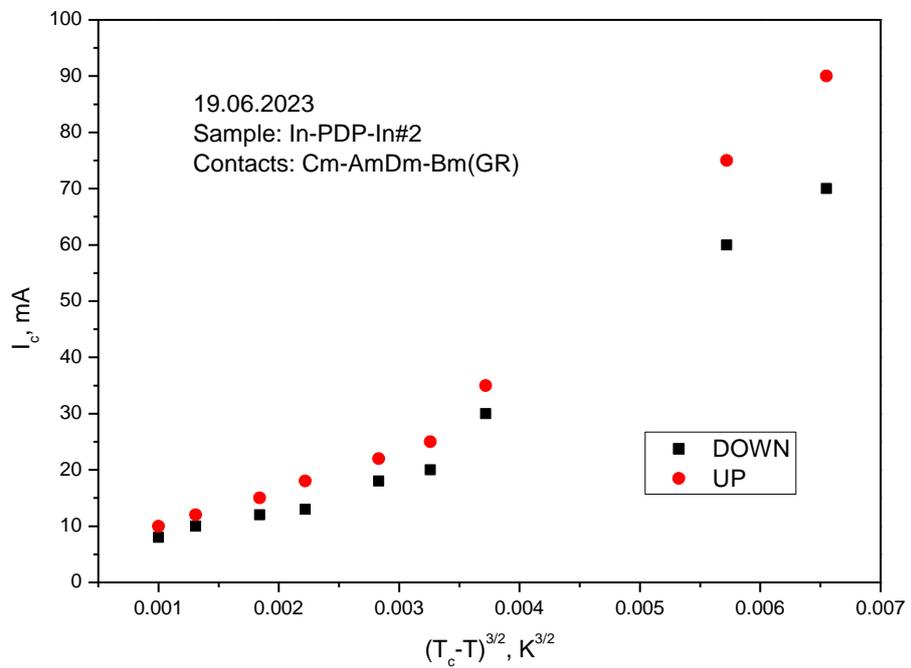
Наблюдение свидетельствует о металлическом характере электронной проводимости. В области температур ниже критической для индия  $T_c(\text{In}) \approx 1,41 \text{ К}$  сопротивление индиевых электродов демонстрировало ожидаемое падение до неизмеримо малой величины, что свидетельствует о сверхпроводящем фазовом переходе. Удивительно, что и сопротивление «сэндвича» индий–ПДФ–индий также демонстрировало падение до инструментального нуля (Рис. 1.13б).

На экспериментальных ВАХ (Рис. 1.14) наблюдается расхождение между показаниями газового (SVP) и твердотельного (LakeShore) термометров порядка  $\Delta T \leq 20 \text{ мК}$ , что вполне допустимо и связано с наличием в откачанном криостате  $^4\text{He}$  температурного градиента в вертикальном направлении. При дальнейшем анализе экспериментальных данных используются данные твердотельного датчика, закрепленного на медном держателе в непосредственном контакте с образцом. На ВАХ экспериментальным критерием перехода образца в нормальное состояние считалось возникновение падения напряжения  $\Delta V \sim 1 \text{ мкВ}$ . Сдвиг ВАХ по шкале напряжений на величину порядка  $65 \text{ мкВ}$  (Рис. 1.14) – приборный эффект, связанный с дрейфом нуля аналогового предусилителя напряжения с коэффициентом усиления  $K_v = 1000$ .

На ВАХ «сэндвича» (Рис. 6) хорошо прослеживается ожидаемая качественная зависимость: уменьшение критического тока  $I_c$  с ростом температуры  $T$ . Однако форма зависимости  $I_c(T)$  (Рис. 1.15а) отличается от функциональной зависимости, известной для классических сверхпроводников. Как обсуждалось выше, открытой принципиальной проблемой для интерпретации результатов является вопрос: есть ли в тонкопленочных структурах металл–ПДФ–металл закоротки между электродами сквозь толщу полимера? Предыдущие исследования нескольких «сэндвичей» свинец–ПДФ–свинец методом просвечивающей электронной микроскопии позволили установить, что в тех структурах отсутствовали макроскопические (трехмерные) «слипания» свинцовых электродов. Однако, никогда не нельзя исключить, что вне плоскости среза для микроскопического анализа дефектов нет, но они могут присутствовать вне поля зрения микроскопа. Особо следует уделить внимание возможности самопроизвольного «прорастания» квазиодномерных дендритов. Это явление часто встречается в низкоплавких материалах, к которым относятся и свинец, и индий.



(a)



(б)

Рисунок 1.15. — (а) Зависимость критического тока  $I_c$  сэндвича In-PDP-In от температуры  $T$ . (б) Та же самая зависимость, построенная в координатах  $(T_c - T)^{3/2}$ .

В теории сверхпроводимости Гинзбурга–Ландау показывается, что вблизи точки фазового перехода квазиодномерного сверхпроводящего канала температурная зависимость плотности критического тока должна описываться законом «3/2»:

$$j_c \sim (T_c - T)^{3/2} \quad (1)$$

Ничего подобного в эксперименте обнаружено не было. На Рис. 1.15б построена соответствующая зависимость, где в качестве критической температуры выбрано значение  $T_c(\text{In}) \approx 1,41$  К. Эта величина несколько завышена по сравнению с экспериментальными данными (Рис. 1.13б). Однако для нашего анализа это не принципиально и может привести лишь к сдвигу зависимостей вдоль оси температур.

Следует обратить внимание, что на экспериментальных ВАХ (Рис. 1.14) наблюдается некий гистерезис: критическое значение тока при его увеличении по абсолютной величине  $I_c^{\text{UP}}$  отличается от аналогичной величины при уменьшении  $I_c^{\text{DOWN}}$ . Это – обычное явление, связанное с перегревом. Однако, ни те, ни другие зависимости критического тока от температуры не ложатся на зависимость  $\sim (T_c - T)^{3/2}$ . Из анализа зависимостей на Рис. 1.15 можно сделать два вывода. Первый: канал(ы) протекания сверхтока через ПДФ не являются квазиодномерными [13-15]. Второй: сама форма зависимостей  $I_c(T)$  (Рис. 1.15а) отличается от типичной для классических сверхпроводников.

Обнаруженные закономерности представляют существенный интерес для физики конденсированного состояния, физического материаловедения и требуют продолжения исследований.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ К РАЗДЕЛУ 1

1. Lachinov A.N., Kornilov V.M., Zagurenko T.G., Zherebov A.Yu. On the high conductivity of nonconjugated polymers // ЖЭТФ. 2006. V. 102(4). P. 640-645.
2. Lachinov A.N., Vorob'eva N.V. Electronics of thin layers of wide-band polymers// Physics – Uspekhi. 2006. V. 49(12). P. 1238.
3. Salazkin S.N., Zolotukhin M.G., Kovardakov V.A., Rafikov S.R., Dubrovina L.V., Gladkova Y.A., Pavlova S.S. Molecular mass characteristics of poly (diphenylene phthalide) // Polymer Science A. 1987. V. 29. P. 1578.
4. Салазкин С.Н. Ароматические полимеры на основе псевдохлорангидридов// Высокомолекулярная химия. Серия Б. 2004. Т.46. С. 1244-1269.

5. Karamov D.D., Kornilov V.M., Lachinov A.N., Kraikin V.A., Ionova I. A. Atomic-force microscopy of submicron films of electroactive polymer // *Tech. Phys.* 2016. V. 61. P.1085- - 1090.
6. Lachinov A.N., Tameev A.R., Yusupov A.R., Vannikov A.V. Effect of interface in bilayer polydiphenylenephthalide film on electron transport // *Russ. J. Electrochem.* 2012. V. 48(3). P. 316-319
7. Kornilov V.M., Lachinov A.N. Metal-like state induced in a polymer film by a change in the boundary conditions at the film surface // *JETP Letters.* 1995. V. 61(11). P. 902-906.
8. Zykov B.G., Vasil'ev Y.V., Fal'ko V.S., Lachinov A.N., Khvostenko V.I., Gileva N.G. Resonant capture of low-energy electrons by molecules of phthalide derivatives // *JETP Lett.* 1996. V. 64. P. 439-443.
9. Arutyunov K.Yu., Gurski.A.S., Artemov V.V., Vasiliev A.L., Yusupov A.R., Karamov D.D., Lachinov A.N. Induced electric conductivity in organic polymers // *Beilstein J. Nanotechnol.* 2022. V.13. P. 1551–1557.
10. Арутюнов К.Ю., Беляев К.А., Артемов В.В., Васильев А.Л., Юсупов А.Р., Карамов Д.Д., Лачинов А.Н. Транспортные свойства слоистых гетероструктур на базе проводящего полимера // *ФТТ.* 2023. Т. 65(1). С. 151-156.
11. К.Ю. Арутюнов, А.С. Гурский, С.Д. Монахова, П.В. Панарина, Е.Ф. Позднякова, Д.Э. Цой, А.Р. Юсупов, Д.Д. Карамов, А.Н. Лачинов. Низкотемпературный электронный транспорт в гибридных тонкопленочных наноструктурах на базе электропроводящего полимера // *Известия уфимского научного центра РАН.* 2023. № 1. С. 42–48
12. Zavyalov V.V., Chernyaev S.A., Shein K.V., Shukaleva A.G., Arutyunov K.Yu. Examination of cryogenic filters for multistage RF filtering in ultralow temperature experiments // *Journal of Physics: Conference series.* 2017. V. 969. P. 012086.
13. Tidecks R. *Current Induced Nonequilibrium Phenomena in Quasi-One-Dimensional Superconductors* (Springer, New York, 1990).
14. Arutyunov K. Y., Danilova N. P., Nikolaeva A. A. Nonequilibrium galvanomagnetic properties of quasi-one-dimensional superconductors // *Phys. C: Supercond.* 1994. V.235-240. P. 1967-1968.
15. Arutyunov K. Y., Danilova N. P., Nikolaeva A. A. Galvanomagnetic properties of quasi-one-dimensional superconductors // *J. Appl. Phys.* 1994. V. 76 (10). P. 7139-7141.

## **2. Изготовление и исследование многоконтактных туннельных сверхпроводящих наноструктур**

### **2.1 Изготовление многоконтактных туннельных наноструктур методом фотолитографии**

Цель работы заключалась в поиске оптимальных параметров для изготовления многоконтактных туннельных наноструктур и их изготовление методом фотолитографии. Производился подбор параметров для изготовления многоконтактных наноструктур и их изготовление методом фотолитографии

Для изготовления наноструктур использовался метод оптической литографии, осуществляемый при помощи ультрафиолетового излучения. Обычно, данный метод используют для изготовления довольно крупных структур. Однако, современные установки позволяют получить и довольно тонкие полоски шириной порядка 500 нм. Суть метода заключается в переносе заранее подготовленного изображения на поверхность подложки. Для полного технологического процесса требуются: подложка – тонкая пластинка подходящего материала (обычно это кремний, галлий арсенид); резист – светочувствительный материал, представляющий из себя органический полимер; шаблон – пластина, в которой имеются темные и прозрачные области, составляющие рисунок структуры; проявитель – специальная жидкость, которая растворяет облученные области резиста; сниматель – жидкость, растворяющая резист.

Процесс фотолитографии состоит из следующих пунктов:

1. Нарезка более мелких подложек из большой пластины кремния.
2. Очистка поверхности подложки: подложка промывается сначала в ацетоне, затем в изопропиловом спирте и далее споласкивается дистиллированной водой, далее высушивается на печке.
3. Нанесение фоторезиста. Подложка помещается в центрифугу, где после её фиксации наносится фоторезист. После нанесения фоторезиста на подложку центрифуга раскручивается с заданной скоростью фиксированное количество времени для равномерного распределения фоторезиста по поверхности и образования тонкого однородного слоя.
4. Запекание. После центрифугирования подложка с фоторезистом запекается на печке, для удаления растворителя из резиста и его затвердевания.
5. Засвечивание. Подложка помещается в установку фотолитографии, где происходит засвечивание по заготовленному ранее шаблону.

6. Проявление. После облучения подложка помещается на определённое время в проявитель, где экспонированная часть растворяется, образуя при этом желаемую структуру.
7. Напыление. После получения заданного рисунка подложка помещается в напылительную установку, где на неё напыляется желаемый материал.
8. Lift-off. После напыления, подложка, покрытая слоем металла, помещается в сниматель, где резист начинает растворяться. Таким образом, на подложке останется только та, часть, которая была напылена на место проявленного рисунка.

В нашем случае для фотолитографии установка лазерной фотолитографии Heidelberg. Эта установка облучает резист по загруженному в установку рисунку, без использования шаблона. Таким образом, можно получить более тонкие полоски, но при этом снижается скорость изготовления.

Для исследования неравновесных эффектов в сверхпроводнике нужны достаточно узкие и тонкие наноструктуры. На рисунке 2.1 представлен типичный вид исследуемой структуры.

Характерное расстояние между сверхпроводящими контактами порядка 0.5 мкм, что легко изготавливается методом электронной литографии и достаточно сложно получить методом фотолитографии. Тем не менее, технологические ограничения ввиду отсутствия установки электронной литографии, стимулируют попытки изготовления подобных структур методом фотолитографии. Тем не менее, процесс изготовления таких наноструктур включает в себя множество технологических итераций и использование как литографических установок, так и установок напыления. При этом оба материала должны напыляться в одной камере без вынимания образца наружу. Напыление двух различных материалов при этом происходит под разными углами. Таким образом, основная часть структуры остаётся сверхпроводящей, а небольшой кусочек перекрывается нормальным металлом.

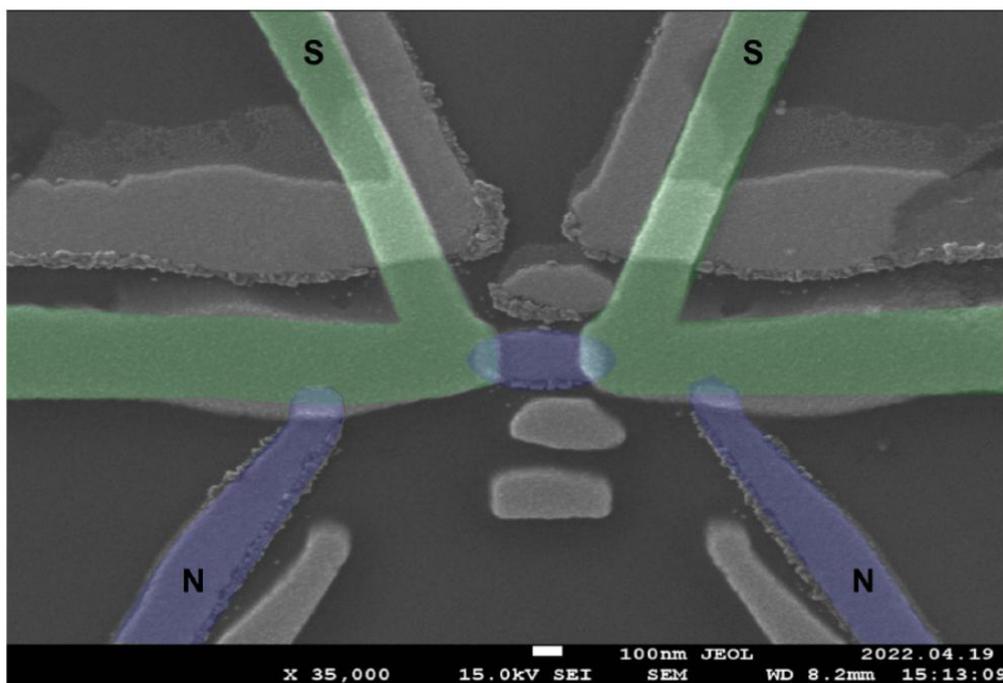


Рис. 2.1. — Увеличенные изображения образца со сверхпроводящими (зелёные) и нормальными контактами (синие) [1].

В связи со сложностью изготовления такой структуры решено было разбить весь технологический процесс на несколько этапов. Первый этап – это проявление «вилочки» с толщиной линии порядка 0.5–1 мкм и расстоянием между двумя контактами порядка 0.5–1 мкм.

В качестве фоторезиста использовался отечественный резист фп2506. В качестве подложки использовался кремний со слоем оксида толщиной 250 нм.

Этапы изготовления структур заключались в следующем:

1. Очистка и сушка подложки.
2. Нанесение фоторезиста фп2506.
3. Центрифугирование с различными параметрами.
4. Запекание резиста при температуре 100 С в течение 120 с.
5. Облучение массива «вилочек» в фотолитографе при различных параметрах.
6. Проявление облучённых областей.

Наиболее тонкие структуры, с использованием данного резиста, получается при достаточно больших толщинах резиста [2]. Поэтому для центрифугирования были установлены следующие параметры: время вращения – 60 с, скорость раскрутки подложки 3000, скорость вращения подложки варьировалась от 3000 об/м до 1000 об/м.

После нанесения фоторезиста подложка запекалась на печке при температуре 100 С в течение 120 с.

Далее подложка помещалась в фотолитограф, где облучался массив «вилочек» при следующих параметрах: количество проходов луча – 1; мощность излучения 4 мВ, диапазон мощности для массива от 25–100%

После облучения подложка помещалась в проявитель УПФ-1. Для подложек, раскручиваемых со скоростью 3000 об/м время проявления, составляло 25 с, со скоростью 2000 об/м – 30 с, 1000 об/м – 45 с. Наилучшие результаты были достигнуты при 70-85% от заданной мощности при скорости центрифуги в 1000 об/с. Тем не менее, чётких структур получено не было. В самых тонких места резист не вымывался до конца, а в более толстых местах происходило перепроявление и разъедание резиста вокруг.

Для дальнейшего исследования были выбраны следующие параметры спиннера: скорость вращения 1000 об/м, скорость раскрутки 3000 и время вращения 60 с. Далее варьировалось количество проходов лазером и мощность излучения. Проявление происходило при одинаковом времени, равном 10 с. Было изготовлено 4 варианта. Первый вариант облучался при мощности лазера в 4 мВ, количество проходов лазера при этом было 4, а диапазон мощности от 5 до 100%. В результате получились переоблучённые структуры (рисунок 2.2). Для следующего образца было уменьшено количество проходов лазером до двух, мощность при этом осталась без изменений, диапазон мощностей для изготовления массива был тот же (рисунок 2.3). Заметно, что при малых мощностях структуры явно не до конца экспонированы, а при больших мощностях наоборот происходит переоблучение. Тем не менее, даже в переоблучённых образцах, несмотря на начавшуюся деградацию резиста, из самых тонких мест резист не до конца сошёл при проявлении (рисунок 2.4).

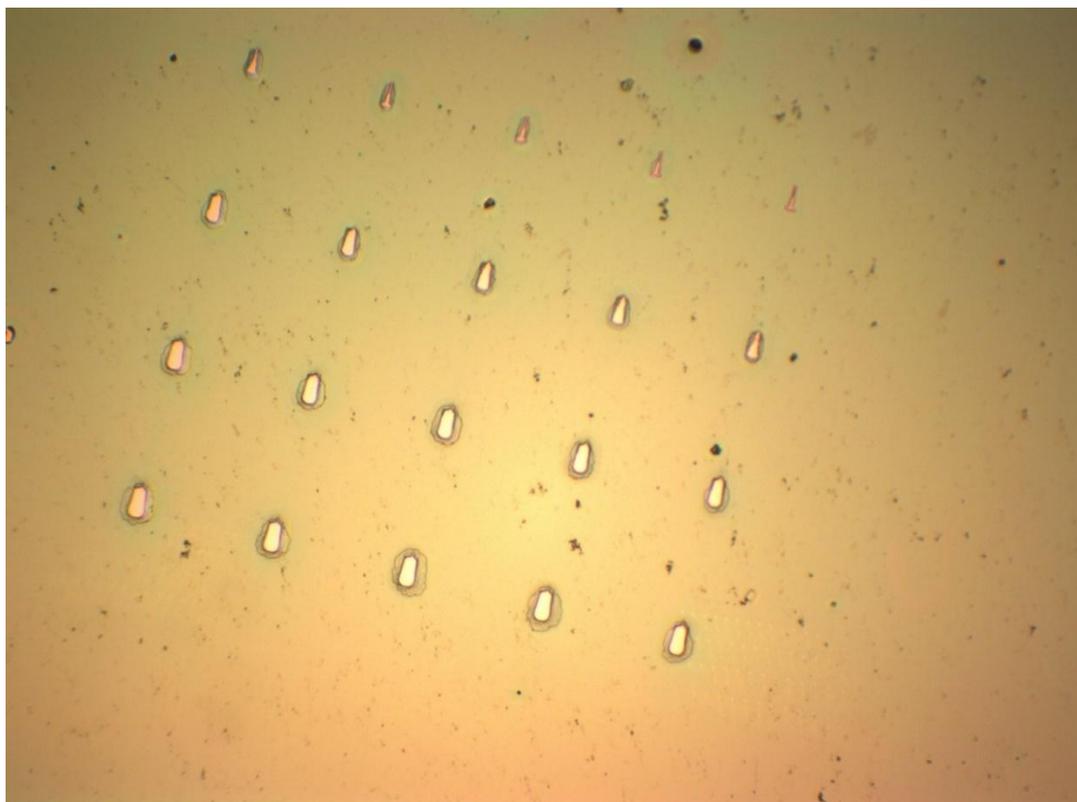


Рис. 2.2. — Перепроявленные образцы.

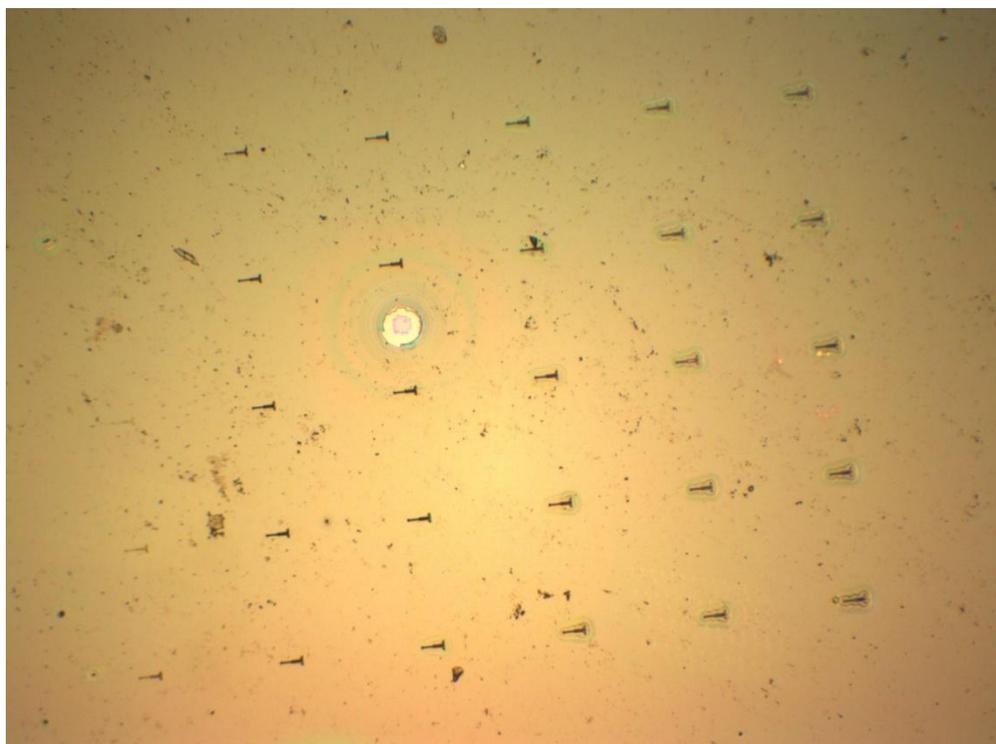


Рис. 2.3. — Массив образцов изготовленных в диапазоне мощности от 5 до 100% от 4 мВ

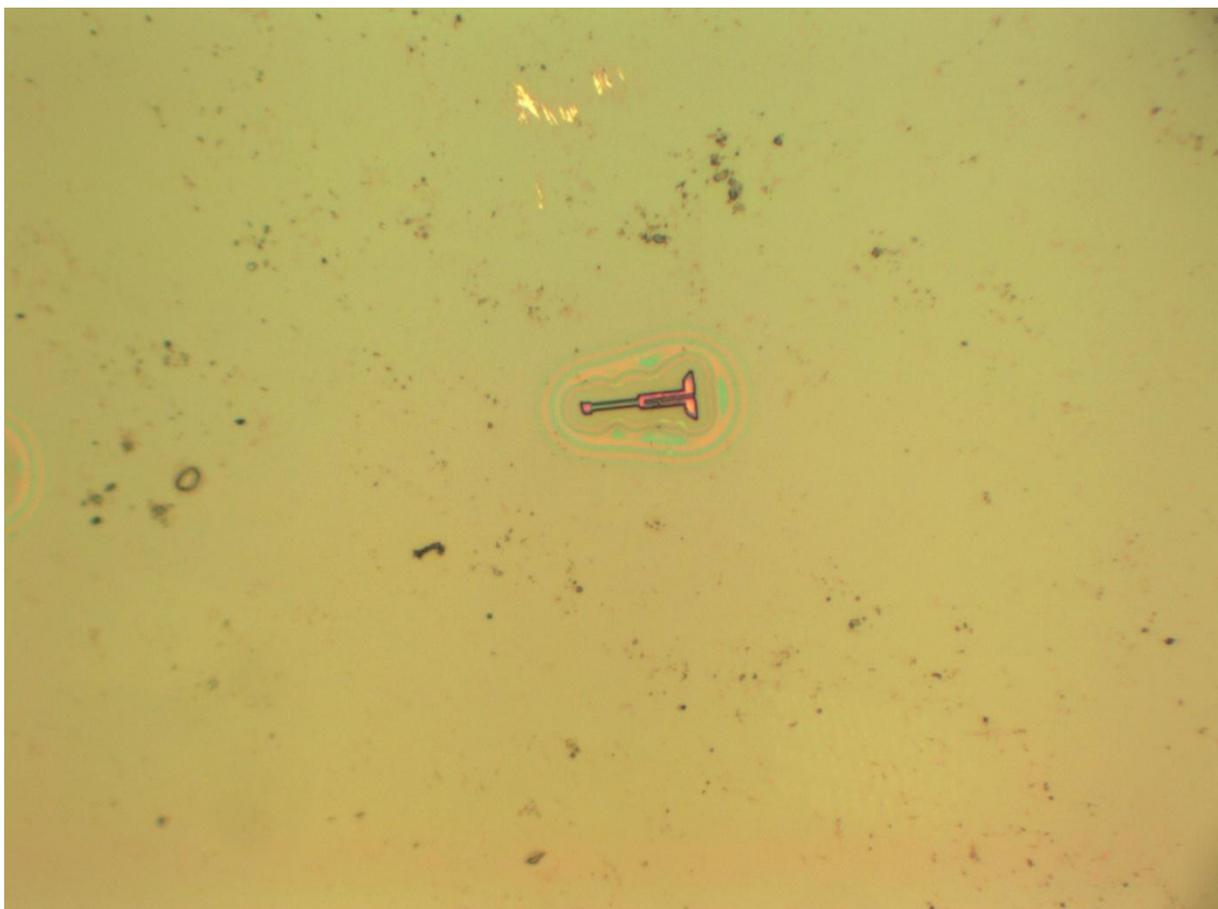


Рисунок 2.4. — Увеличенное изображение структуры.

Далее был повторен эксперимент с заданными параметрами, но в более мелком шаге долей энергии, а именно с 20 до 80%. Результат получился примерно таким же как и на рисунке 3, за исключением отсутствия сильно пересвеченных и недосвеченных «вилочек». На рисунке 2.5 представлена типовая структура, получившаяся при мощности облучения в 4 мВ, двух проходах лазера и доле облучения в диапазоне от 20 до 80 %. Границы структуры чёткие, однако, наблюдается наличие недопроявленного резиста. Следующий массив образцов облучался при 5 мВ, двух проходах и том же диапазоне мощности, что и выше. Облучённые полосы получились примерно того же качества (рисунок 2.6).

Далее все получившиеся подложки с массивами образцов были помещены в напылительную установку, где напылялось 10 нм алюминия. Затем подложки помещались в сниматель СПР-01Ф, где происходило отслоение резиста с напылённым алюминием. В большинстве своём «вилочки» сходили вместе с остальным резистом. В итоге, самые лучшие варианты вилочек представлены на рисунке 2.7. К сожалению, резист в самом тонком месте так и не сошёл. Это может быть связано либо с тем, что полоска резиста получается слишком тонкой, либо это перепроявленные структуры, где разделения между линиями уже практически не существует. Определить какие структуры соответствовали

какой мощности после процесса lift-off уже невозможно, так как большую их часть «оторвало» вместе с лишним резистом.



Рисунок 2.5. — Чёткие границы облучённых линий.



Рисунок 2.6. — Вторая попытка получить чёткие структуры



Рисунок 2.7. — «Вилочки» после напыления алюминия и снятия оставшегося резиста.

## 2.2 Экспериментальное исследование гибридных нанoeлектронных структур металл-изолятор-сверхпроводник в виде твердотельного интерферометра

### 2.2.1 Состояние проблемы на момент исследования.

Процессы релаксации неравновесных возбуждений в сверхпроводнике активно изучались в последние десятилетия прошлого века [3,4]. Однако подавляющее количество экспериментального материала было посвящено исследованию высокотемпературного предела  $T \rightarrow T_C$ . Ни технологический уровень изготовления образцов, ни уровень эксперимента тех лет не позволили сделать однозначных заключений о пространственных (временных) параметрах релаксации квазичастичных возбуждений в сверхпроводнике. Для интерпретации результатов в основном использовался формализм Гинзбурга-Ландау, справедливый исключительно в бесщелевом пределе, т.е. годный для описания обозначенных экспериментов, но не имеющий "предсказательной" силы в низкотемпературном пределе  $T \ll T_C$ .

Недавние экспериментальные работы на системах мезоскопических размеров с разрешением менее 100 нм привели к новым результатам в широком температурном диапазоне, включая сверхнизкие температуры [5-9]. Все эти эксперименты показали, что релаксационные процессы в сверхпроводящем алюминии происходят на исключительно больших расстояниях. В низкотемпературном пределе было обнаружено существование по крайней мере двух различных характерных масштабов: одного около нескольких микрон, а другого – значительно больше. Первый масштаб связан с релаксацией зарядового разбаланса  $\Lambda_Q$ , а второй – с энергетической релаксацией  $\Lambda_E$ . Природа первого механизма относительно понятна и была ранее изучена. Однако величина  $\Lambda_E$ , которая является крайне большой, вызывает некоторые вопросы. Можно предположить, что так как при сверхнизких температурах релаксация на равновесных фононах практически

отсутствует, релаксирующие неравновесные квазичастицы испускают неравновесные фононы, приводящие к возбуждению новых квазичастиц на значительных расстояниях. Но актуальность этого сценария была поставлена под сомнение [12,13]. Также стоит отметить, что магнитные примеси в алюминиевой матрице, которые способны обеспечить неупругое рассеяние, становятся активными только при определенных концентрациях [14]. В данной работе исследуется алюминий с высокой чистотой (не менее 99,995%). В итоге можно сказать, что механизм энергетической релаксации неравновесных квазичастиц в алюминии (и, вероятно, в других СП) до сих пор не полностью понятен.

Таким образом, вопрос когерентного транспорта неравновесных квазичастиц, существенно ограничивающих возможности квантовых вычислений [15-18], до настоящего времени ни в одной работе подробно не обсуждался.

### 2.2.2 Методика эксперимента

В работе исследована система, которая может быть рассмотрена в качестве твердотельного эквивалента двухщелевого оптического интерферометра (рис. 2.8). Такая система представляет T-образный электрод, изготовленный из нормального металла (меди), соединенный через два параллельных туннельных барьера из оксида алюминия со сверхпроводящей "вилкой", изготовленной из алюминия. Для выполнения условия когерентности со стороны нормального металла расстояние между туннельными контактами  $L$  должно быть меньше  $l_\varphi \sim 1$  мкм, а со стороны сверхпроводника периметр вилки – меньше  $\Lambda_\varphi$ . Предполагается, что величина  $\Lambda_\varphi$  должна быть несколько микрометров, поэтому изготовление такой наноструктуры не должно вызывать значительных сложностей. Разность фаз  $\Delta\varphi$  между каналами туннелирования может быть изменена или за счет приложения внешнего магнитного поля – магнитный эффект Ааронова-Бома; или за счет создания разности электрических потенциалов вдоль инжектирующего нормального электрода (между точками туннельных контактов) – электростатический эффект Ааронова-Бома.

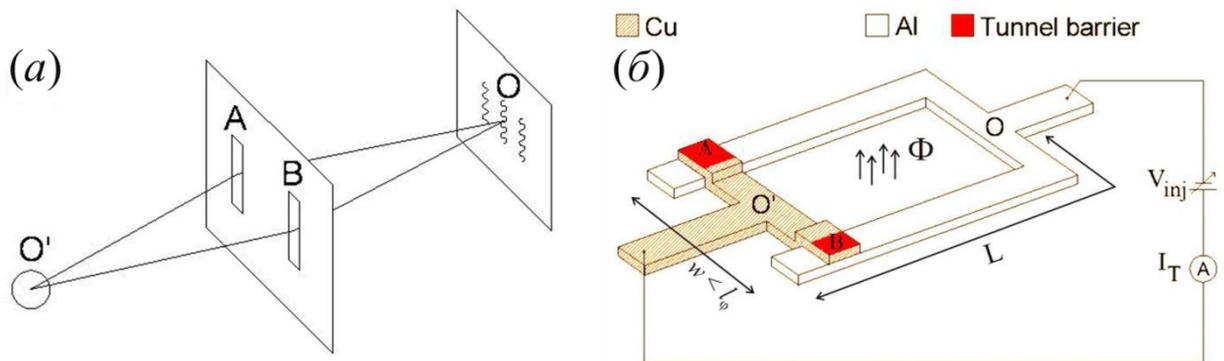


Рисунок 2.8. — (а) Классический двухщелевой оптический интерферометр. (б) Схематика NIS интерферометра, где разность фаз создается за счет магнитного эффекта Ааронова-Бома

В обеих конфигурациях эксперимента измеряемой величиной, отражающей квазичастичный транспорт, является туннельный ток  $I_T$  через структуру, состоящую из нормального металла, изолятора и сверхпроводника (НИС). Определение зависимости  $I_T(V_{inj} = const, \Delta\varphi)$  от разности фаз  $\Delta\varphi$  при постоянном напряжении инжекции квазичастиц  $V_{inj} > \Delta$  и отсутствие такой зависимости при субщелевых смещениях  $V$  будет являться главным подтверждением вклада интерференционной компоненты в транспорт неравновесных квазичастиц. При этом следует отметить, что эффект должен быть наиболее выраженным в структурах с малым размером интерферометра и исчезать на расстояниях, превышающих  $\lambda_\varphi$ . Следует заметить, что исследование интерференционных процессов, которые наблюдаются при малых значениях тока  $I_T$ , соответствующих нулевому смещению напряжения  $eV_{inj} \sim 0$  (но всегда конечные в реальных системах), было проведено ранее [19] и исследование этих процессов не входит в задачи настоящей работы.

Все измерения ВАХ и ВТХ были проведены при сверхнизких температурах в рефрижераторе растворения Kelvinox-400 НА на постоянном токе и/или с использованием фазочувствительного детектирования (рис. 2.9).

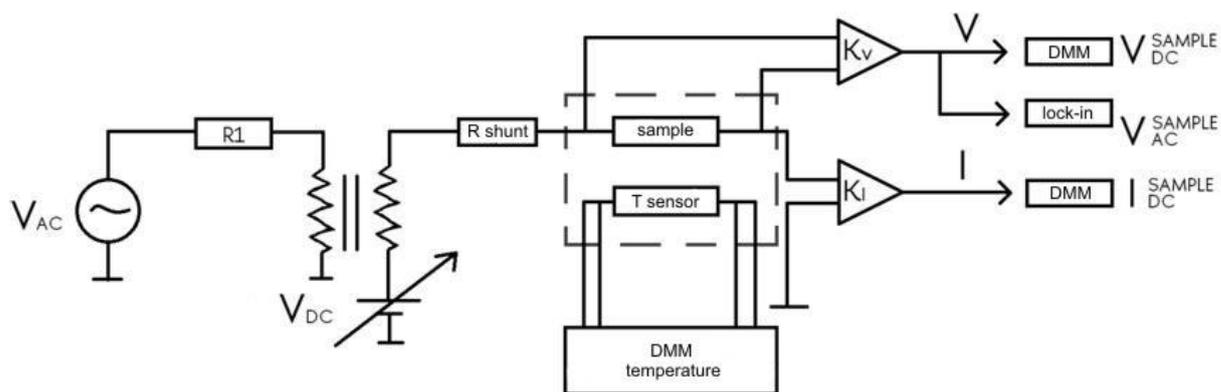


Рисунок 1.9. — Блок-схема измерительной установки.

Для подавления паразитного влияния электромагнитных наводок, особо нежелательных при прецизионных сверхнизкотемпературных измерениях образцов нанометровых размеров, использовалась многоступенчатая система RLC фильтров [20]. Показания приборов снимались и обрабатывались автоматизированной экспериментальной установкой на базе ПК с использованием самодельной программы на базе коммерческого пакета LabView.

### 2.2.3 Результаты и обсуждение

Как обсуждалось выше, для реализации неравновесной заселенности спектра возбуждений сверхпроводника, необходимо инжектировать в сверхпроводник электроны (из нормального металла через туннельный барьер) с энергией  $eV_{inj} \geq \Delta$ .

Пример туннельной ВАХ NIS интерферометра (рис. 1) приведён на рис. 2.10. Характерный излом ВАХ при напряжении около 200 мкВ типичен для NIS контакта на базе алюминия с энергетической щелью  $V_{gap} = \Delta/2e \approx 0.210$  мВ.

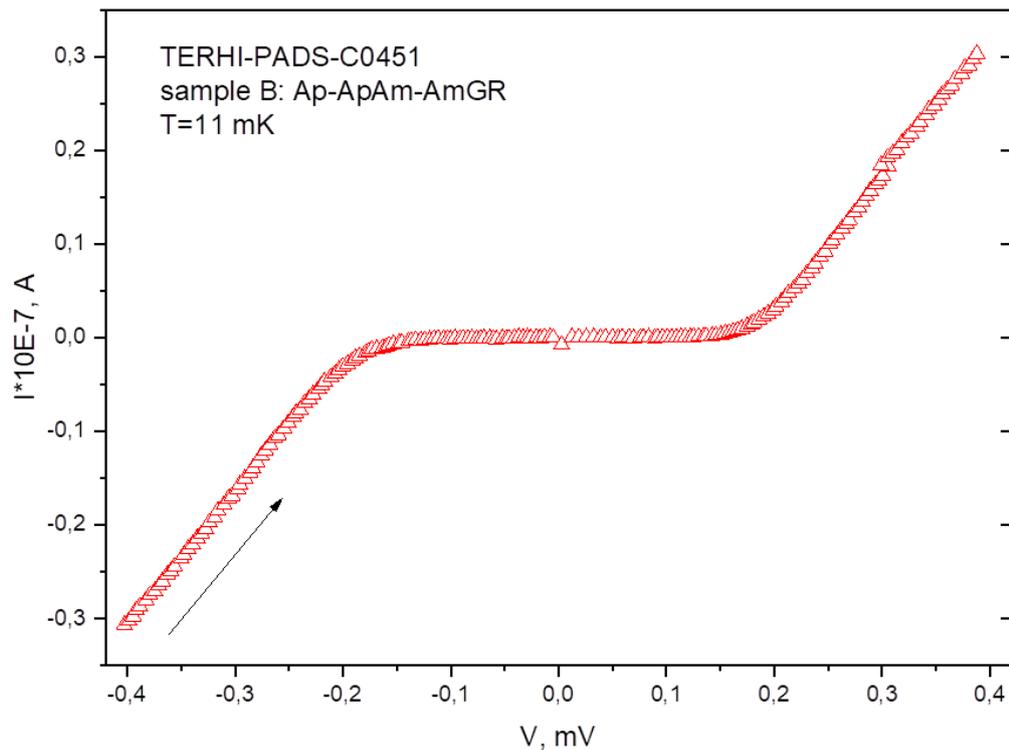


Рисунок 2.10. — Вольт-амперная характеристика  $I(V)$  твердотельного NIS интерферометра, измеренная при температуре  $T = 11$  мК. Стрелкой обозначено направление записи данных.

Далее туннельный ток NIS контакта  $I_T$  при фиксированной энергии накачки  $eV = const \geq \Delta$  измеряется как функция магнитного поля, перпендикулярного плоскости структуры. Магнитный поток  $\Phi$  в контуре интерферометра ОАО'В (рис. 2.8б) должен периодически модулировать фазу волновой функции неравновесной квазичастицы с периодом  $\Phi/\Phi_0$ , где  $\Phi_0 = h/(2e) \approx 2.07 \times 10^{-15}$  Вб – квант магнитного потока: магнитный эффект Ааронова-Бома. Т.е. ожидается, что на зависимостях  $I_T = (\Phi, eV = const \geq \Delta)$  проявится немонотонный (периодический?) характер, что можно будет ассоциировать с проявлением искомого эффекта – когерентного транспорта неравновесных квазичастичных возбуждений.

Для реализации обозначенной экспериментальной программы, после измерения ВАХ (рис. 2.11), фиксировалось электрическое напряжение  $V$  при некотором значении  $V = V_{bias}$ , превосходящем щелевое смещение (рис. 2.12), и измерялся туннельный ток  $I_T$  как функция перпендикулярного магнитного поля  $B$ .

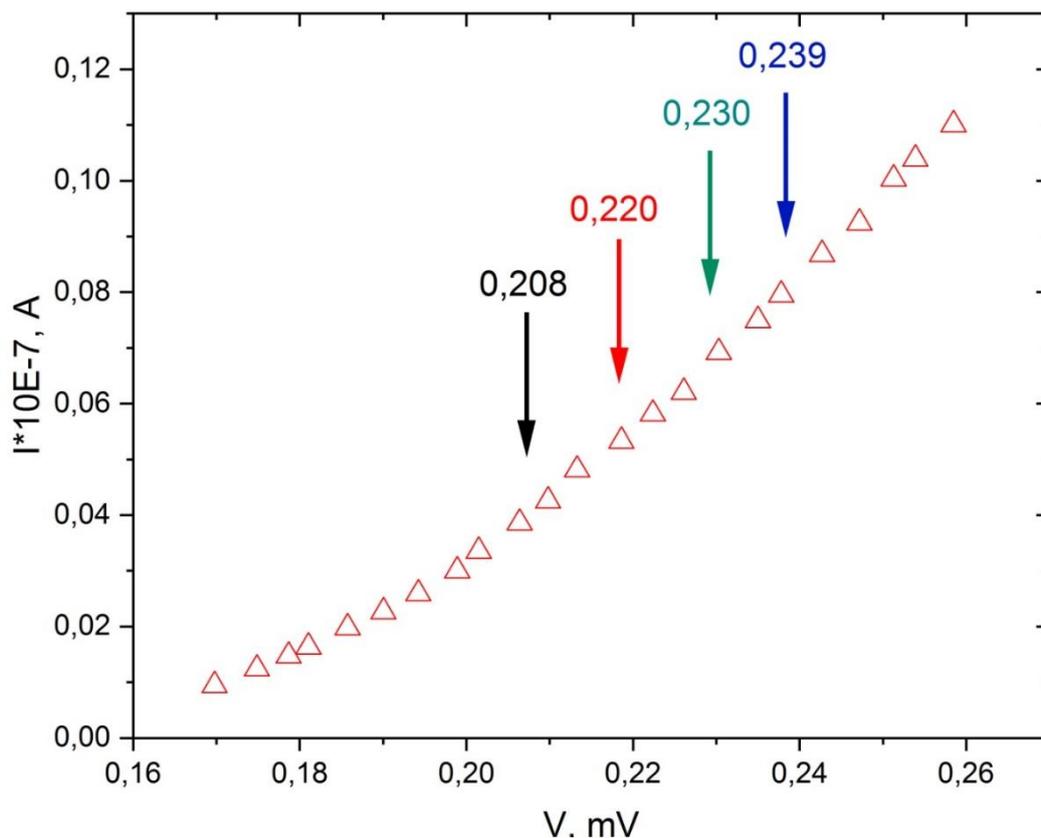


Рисунок 2.11. — Фрагмент вольт-амперной характеристики (рис. 3) в области щелевой особенности сверхпроводящего алюминия  $V_{\text{gap}} = \Delta/2e \approx 0.210$  мВ. Стрелками обозначены значения смещений по напряжению  $V_{\text{bias}}$ , при которых производилась запись зависимостей туннельного тока от магнитного поля (рис. 2.12).

Примеры нескольких зависимостей  $I_T(B, V_{\text{bias}} = \text{const})$  приведены на рис. 2.11.

На рис. 2.12 хорошо видно, что на всех зависимостях  $I_T(B, V_{\text{bias}} = \text{const})$  наблюдается «центральный максимум» в области магнитных полей  $-1$  мТл  $< B < 1$  мТл и некоторые немонотонности (вторичные максимумы?) при больших полях. Следует заметить, что площадь контура исследованного интерферометра номинально равна  $0.4$  мкм  $\times 1.2$  мкм =  $0.48$  мкм<sup>2</sup>, что должно соответствовать осцилляциям  $I_T(B, V_{\text{bias}} = \text{const})$  зависимостей с периодом  $\delta B \approx 4.1$  мТл. Действительно, в этой области полей на зависимостях рис. 5 присутствуют не вполне четкие локальные максимумы.

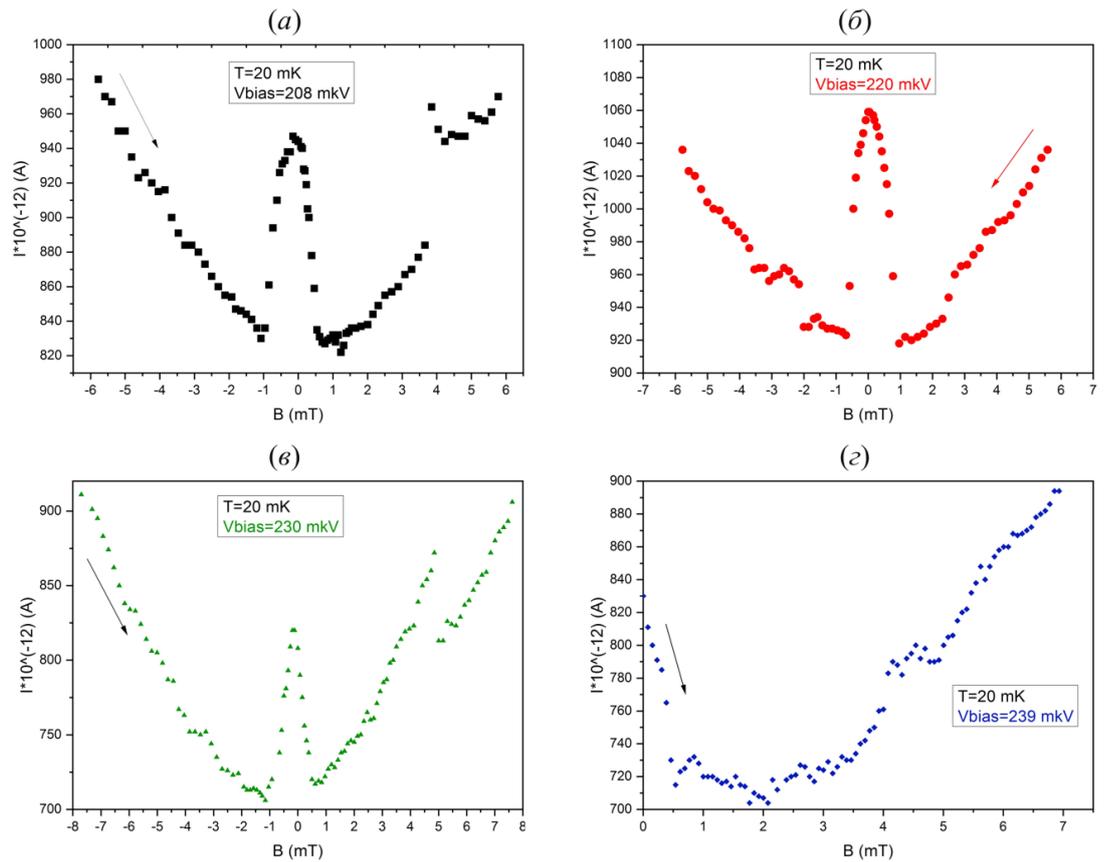


Рисунок 2.12. — Примеры зависимостей  $I_T(B, V_{bias} = \text{const})$  для NIS интерферометра, измеренные при температуре  $T = 20$  мК для нескольких фиксированных значений напряжения инжекции квазичастиц  $V_{bias} = 208, 220, 230$  и  $239$  мкВ. Стрелками обозначено направление развертки магнитного поля  $B$ .

Качественно обозначенные зависимости можно сопоставить с интерференционной картиной, получаемой на оптическом двухлучевом интерферометре (рис. 2.11а). Сильная монотонная составляющая, по всей видимости, объясняется подавлением сверхпроводящей щели магнитным полем, приводящем к «схлопыванию» туннельной зависимости (рис. 3), что приводит к росту туннельного тока  $I_T$  при заданном смещении  $V_{bias} = \text{const}$ . Вероятно, именно эта монотонная составляющая не позволяет четко разрешить слабые максимумы более высоких порядков.

Инструментальный дрейф нуля усилителя тока (за время одного измерения порядка 30 минут) приводит к тому, что сравнение абсолютных значений амплитуд основных максимумов на рис. 2.12 не является репрезентативным. Однако относительная величина  $(I_{max} - I_{min})/I_{max}$  медленно растёт от 12.6% до 14.4% (рис. 2.12, а-г) с увеличением смещающего напряжения  $V_{bias}$ . При значениях смещающего напряжения  $eV_{bias} > 2\Delta$

центральный максимум вовсе исчезает. Интерпретация полученных результатов требует осмысления.

На настоящий момент, главной задачей является продолжение исследований на новом поколении наноструктур для сбора более обширной статистики. Однако уже на этом этапе можно утверждать, что обнаруженные закономерности интересны и, по всей видимости, отражают любопытные физические явления, происходящие в NIS контактах малых размеров.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ К РАЗДЕЛУ 2

- 1 E. Mukhanova. Non-local nonequilibrium effects in Josephson superconductor-normal metal- superconductor structures. Master's thesis, 2022.
- 2 Технические условия серии позитивных фоторезистов. Фраст М – официальный сайт. URL: <https://frast.ru/tu2500.pdf?ysclid=lpazpd2x9j570541981> (дата обращения 22.11.2023)
- 3 Gray K. E. Nonequilibrium Superconductivity, Phonons, and Kapitza Boundaries. - New York: Plenum Press. 1981. – 699 P.
- 4 Kopnin N. B. Theory of Nonequilibrium Superconductivity. - New York: Oxford University Press. 2001. – 342 P.
- 5 Chien C.-J., Chandrasekhar V. Nonequilibrium transport in mesoscopic normal-metal–superconducting structures // Physical Review B. 1999. Vol. 60, № 5. P. 3655–3665.
- 6 Strunk C., Bruyndoncx V., Van Haesendonck C., Moshchalkov V. V., Bruynseraede Y., Chien C.-J., Burk B., Chandrasekhar V. Resistance anomalies in superconducting mesoscopic Al structures // Physical Review B. 1998. Vol. 57 № 17. P. 10854–10866.
- 7 Ikebuchi Y., Yagi R. Bias voltage dependence of charge imbalance effect in lateral superconductor/insulator/normal junctions // Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures. 2004. Vol. 22, № 1–3. P. 757–760.
- 8 Yagi R. Charge imbalance observed in voltage-biased superconductor–normal tunnel junctions // Physical Review B. 2006. Vol. 73, № 13.
- 9 Hübler F., Lemyre J. C., Beckmann D., v. Löhneysen H. Charge imbalance in superconductors in the low-temperature limit // Physical Review B. 2010. Vol. 81, № 18.
- 10 Arutyunov K. Yu., Auraneva H.-P., Vasenko A. S. Spatially resolved measurement of nonequilibrium quasiparticle relaxation in superconducting Al // Physical Review B. 2011. Vol. 83, № 10.

- 11 Arutyunov K. Y., Chernyaev S. A., Karabassov T., Lvov D. S., Stolyarov V. S., Vasenko A. S. Relaxation of nonequilibrium quasiparticles in mesoscopic size superconductors//Journal of Physics: Condensed Matter. 2018. Vol. 30, № 34. P. 343001.
- 12 Yagi R. Charge imbalance observed in voltage-biased superconductor–normal tunnel junctions//Physical Review B. 2006. Vol. 73, № 13.
- 13 Yagi R., Tsuboi K., Morimoto R., Matsumura T., Kobara H. Study of Quasi-Particle Recombination Rate by Injection Experiment Using Narrow Superconducting Wire and DC-SQUID Junctions // Journal of the Physical Society of Japan. 2009. Vol. 78, № 5. P. 054704.
- 14 Jalkanen P., Touboltsev V., Koivisto H., Suominen P., Suppala T., Arutyunov K. Yu., Räisänen J. Superconductivity suppression in Fe-implanted thin Al films // Journal of Applied Physics. 2005. Vol. 98, № 1. P. 016105.
- 15 Lenander M. [et al]. Measurement of energy decay in superconducting qubits from nonequilibrium quasiparticles // Physical Review B. 2011. Vol. 84, № 2.
- 16 Catelani Gianluigi, Nigg S. E., Girvin S. M., Schoelkopf R., Glazman L. I. Decoherence of superconducting qubits caused by quasiparticle tunneling // Physical Review B. 2012. Vol. 86, № 18.
- 17 Ansari M. H. Rate of tunneling nonequilibrium quasiparticles in superconducting qubits // Superconductor Science and Technology. 2015. Vol. 28, № 4. P. 045005.
- 18 Serniak K. [et al]. Hot Nonequilibrium Quasiparticles in Transmon Qubits // Phys. Rev. Lett. 2018. Vol. 121, № 15.
- 19 Pothier H., Guéron S., Esteve D., Devoret M. H. Flux-Modulated Andreev Current Caused by Electronic Interference//Physical Review Letters. 1994. Vol. 73, № 18. P. 2488–2491.
- 20 Zavyalov V., Chernyaev S., Shein K., Shukaleva A., Arutyunov K. Examination of cryogenic filters for multistage RF filtering in ultralow temperature experiments // Journal of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 969. P. 012086.

### **3. Теоретическое исследование эффектов близости и размера в сверхпроводниковых наноструктурах**

#### **3.1. Расчет плотности состояний в гибридной структуре сверхпроводник / ферромагнитный изолятор**

##### **3.1.1 Введение в проблему**

Сегодня технологии спинтроники широко используются в электронной промышленности, например, в жестких дисках. Сложность развития современной спинтроники заключается в тепловых потерях, возникающих при протекании спин-поляризованных токов [1]. Решением этой проблемы может стать создание криогенной

электроники, основанной на эффективном управлении сверхпроводящим спиновым током в твердотельных устройствах, в которых спин-поляризованные электроны движутся без диссипации энергии [2].

В данной работе изучаются особенности плотности состояний (ДОС) в сверхпроводнике (S), вызванные влиянием обратного эффекта близости при контакте с ферромагнитным изолятором (FI) [3-6]. Для расчёта квантовых эффектов решается краевая задача, основанная на численном решении системы уравнений Узаделя с граничными условиями для сильно спин-поляризованных ферромагнитных материалов. В работе используется процедура самосогласования для нахождения оптимального решения и расчёта параметра порядка. Особенности ДОС появлялись на границах сверхпроводника с вакуумом и ферромагнитным изолятором, при длине сверхпроводящего слоя порядка длины когерентности.

Обнаруженные в ходе работы эффекты ДОС на границе с вакуумом могут быть измерены экспериментально с помощью сканирующего туннельного микроскопа (СТМ). Компонента спин-расщепленной ДОС на границе S-FI также может быть изучена через тонкий слой FI, измеряя  $dI/dV$ -характеристики такого туннельного перехода.

### 3.1.2 Модель

Моделируемая в работе структура представляет из себя слой алюминиевого сверхпроводника, находящегося в контакте с ферромагнитным изолятором с сильной спиновой поляризацией.

Распространение электронных корреляций описываются функцией Грина  $\hat{g}$ . Её диагональные элементы в пространстве Намбу (нормальные функции Грина) представляют электроны и дырки, а недиагональные элементы (аномальные функции Грина) представляют пары Купера.

$$\hat{G} = (G \ F \ \tilde{F} \ \tilde{G}),$$

$$G = G_0 + G \cdot \sigma,$$

$$F = [F_s + (F_t \cdot \sigma)]i\sigma_y,$$

где  $G$  – нормальная функция Грина и  $F$  аномальная функция Грина,  $G_0$  – скалярная часть нормальной функции Грина и  $G = (G_x, G_y, G_z)$  – векторная часть  $G$ ,  $F_s, F_t$  – синглетной и

триплетной компонент аномальной функции Грина  $F$  соответственно, а  $F_t$ – вектор ( $F_{tx}, F_{ty}, F_{tz}$ ).

В «грязном» пределе для расчета эффектов близости в сверхпроводящих гетероструктурах используется квазиклассическое уравнение Узаделя, когда предполагается, что длина свободного пробега электронов намного меньше длины когерентности куперовских пар [6].

$$iD\partial_z(\hat{G}\partial_z\hat{G}) = [(\epsilon + i\eta)\hat{t}_3 + \hat{\Delta}, \hat{G}],$$

В уравнение входит несколько параметров:  $D$  представляет собой коэффициент диффузии электронов,  $\epsilon$  обозначает энергию квазичастицы,  $\eta$  характеризует неупругое рассеяние,  $\hat{t}_3$  – третья матрица Паули в пространстве Намбу,  $\hat{\Delta}$  – матрицу параметра порядка,  $\Delta$  – значение параметра порядка, Ось  $z$  направлена перпендикулярно слоям структуры.

Матрица параметра порядка сверхпроводника описывается выражением:

$$\hat{\Delta} = \Delta_s i\sigma_y \hat{t}_0$$

где  $\sigma_y, \hat{t}_0$ – спиновые матрицы Паули.

Уравнения Усаделя для структуры S-FI дополнены следующими граничными условиями на границе с ферромагнитным изолятором и вакуумом соответственно [34]:

$$GL(\hat{G}\partial_z\hat{G}) = I(\varphi, \hat{G}),$$

$$\partial_z\hat{G} = 0$$

Здесь  $G$ – объемная проводимость материала,  $\hat{I}$ – матрица токов, протекающих через границу раздела. В области контакта сверхпроводника с ферромагнитным изолятором граничные условия зависят от угла спинового смещения  $\varphi$ .

Функция Грина должна быть параметризована с использованием условия  $\hat{g}^2 = \hat{1}$  нормировки. Для этого используется параметризация Риккати [6]:

$$\hat{G} = (N \ 0 \ 0 \ \tilde{N}) (1 + \gamma\tilde{\gamma} \ 2\gamma \ 2\tilde{\gamma} \ 1 + \tilde{\gamma}\gamma)$$

где  $\gamma(z, +\epsilon), \tilde{\gamma}(z, +\epsilon)$ – параметры Риккати,  $N = (1 - \gamma\tilde{\gamma})^{-1}$ ,  $\tilde{N} = (1 - \tilde{\gamma}\gamma)^{-1}$ – матрицы нормализации .

Используя параметризацию Риккати, уравнения Узаделя и граничные условия можно записать в следующем виде:

$$D(\partial_z^2 \gamma + 2(\partial_z \gamma) \tilde{\gamma} N(\partial_z \gamma)) + i(c_{11} \gamma - \gamma d + \gamma c \gamma - c_{12}) = 0$$

$$D(\partial_z^2 \tilde{\gamma} + 2(\partial_z \tilde{\gamma}) \gamma \tilde{N}(\partial_z \tilde{\gamma})) - i(c_{22} \tilde{\gamma} - \tilde{\gamma} a + \tilde{\gamma} b \tilde{\gamma} - c_{21}) = 0$$

$$\partial_z \gamma = (2GLN)^{-1}(I_{12} - I_{11})$$

$$\partial_z \tilde{\gamma} = (2GL\tilde{N})^{-1}(I_{21} - I_{22})$$

Здесь коэффициенты  $c_{11}$ ,  $c_{12}$ ,  $c_{21}$ ,  $c_{22}$  определяются из следующей матрицы 2x2:

$$(c_{11} \ c_{12} \ c_{21} \ c_{22}) = (\epsilon + i\eta) \hat{\tau}_3 + \hat{\Delta}(z)$$

Параметр порядка вычислялся на основе следующего соотношения самосогласования, справедливого в режиме слабой связи  $n_0 \lambda \ll 1$ , где  $n_0$  – плотность состояний на уровне Ферми в нормальном состоянии,  $\lambda$  – константа спаривания теории БКШ,  $\Delta_0$  – параметр порядка объемного сверхпроводника.

$$\frac{\Delta(z)}{\Delta_0} = \frac{1}{2} n_0 \lambda \int_0^{\sinh(1/n_0 \lambda)} d\left(\frac{\epsilon}{\Delta_0}\right) [(N\gamma)_{12} - (N\gamma)_{21} - (\tilde{N}\tilde{\gamma})_{12}^* + (\tilde{N}\tilde{\gamma})_{21}^*] \cdot \tanh\left(\frac{\pi}{2e^c} \frac{\frac{\epsilon}{\Delta_0}}{\frac{T}{T_c}}\right),$$

где  $c$  — постоянная Эйлера-Машерони.

### 3.1.3 Результаты расчетов и обсуждение

Структура моделировалась со следующими параметрами. Температура была выбрана равной нулю, а критическая  $T_c = 1,2\text{K}$  для Al. Длина когерентности сверхпроводника  $\xi = 100 \text{ nm}$  оценивалась по значениям  $T_c$  и  $D_s$  в грязном пределе [6]. На рисунках 3.1-3.3 толщина сверхпроводникового слоя  $L = 120 \text{ nm}$ , что сопоставимо с длиной когерентности.

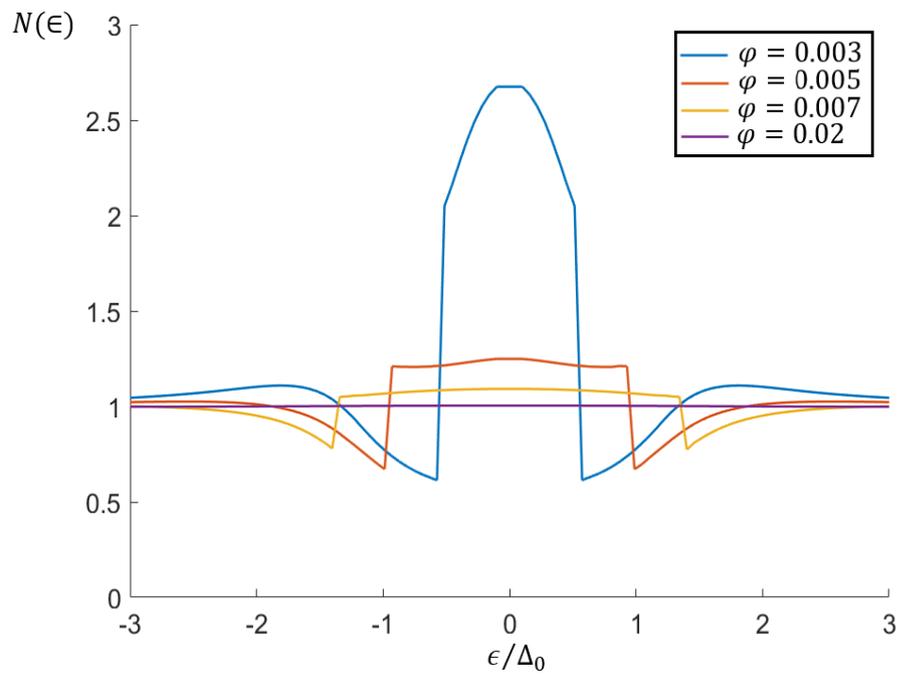


Рисунок 3.1. — ДОС в слое S вблизи интерфейса S-FI для различных значений угла  $\varphi$ .

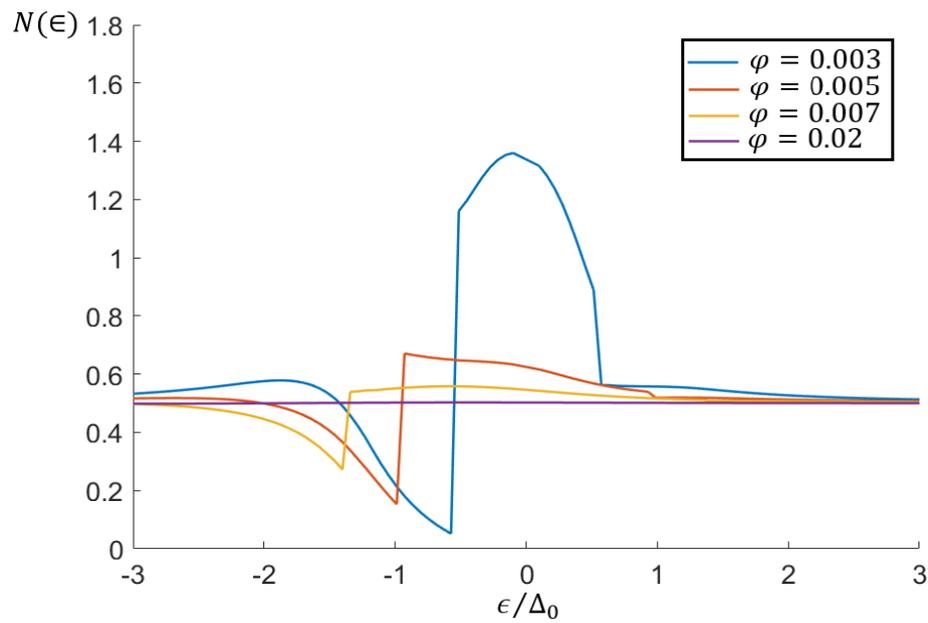


Рисунок 3.2. — Спин зависимая для спина вверх ДОС в слое S вблизи интерфейса S-FI для различных значений угла  $\varphi$ .

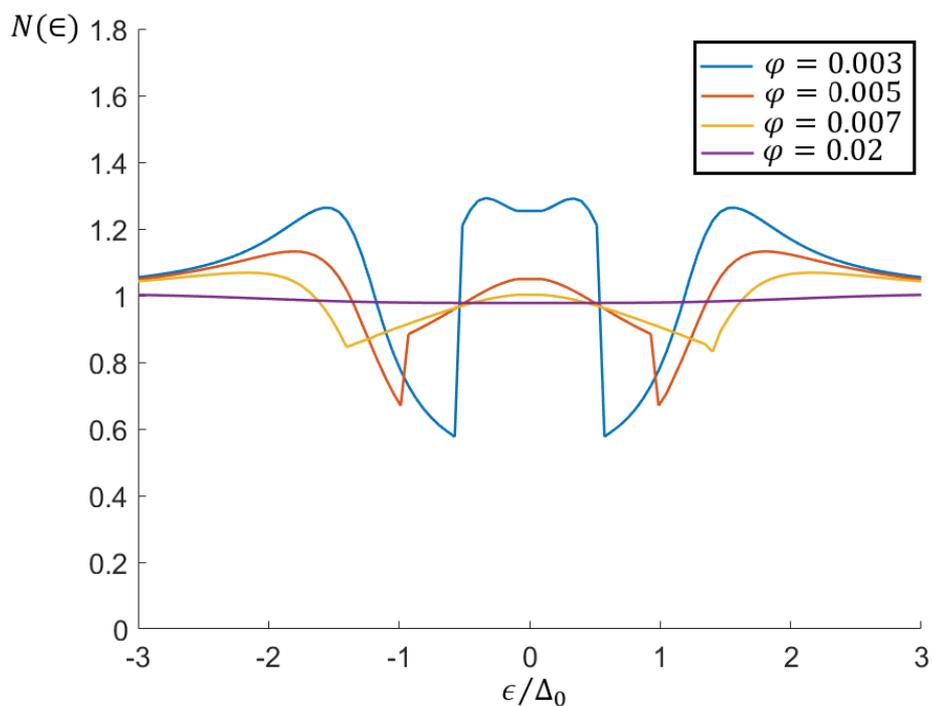


Рисунок 3.3. — ДОС в слое S на границе с вакуумом для различных значений угла  $\varphi$ .

На рис. 3.1 видно, что вблизи интерфейса S-FI появляется характерный пик для энергии Ферми (ЗБП) со слабыми особенностями Зеемановского расщепления. С увеличением угла спинового смешивания  $\varphi > 0.02$  сверхпроводимость подавляется, при этом ЗБП практически полностью занимает щель спектра, что является следствием преобладания триплетных сверхпроводящих корреляций на границе FI. На рис. 3.2 показан вклад компоненты для спина вверх куперовской пары в формирование ДОС. При  $\varphi = 0,005$  отчетливо виден сдвиг пиков относительно энергетической щели, что является следствием спинового расщепления.

На рис. 3.3 показано наличие ЗБП на внешнем S-интерфейсе с вакуумом. Для  $\varphi > 0.02$  также наблюдается полное подавление сверхпроводимости в системе. При  $\varphi < 0.02$  на графике заметен ЗБП, однако выражен он слабее относительно пика на границе с FI. Для  $\varphi = 0.003$  наблюдается особенность - раздвоение ЗБП, что, как мы полагаем, подтверждает наличие Зеемановского расщепления в сверхпроводнике.

#### 3.1.4 Заключение к разделу 3.1

В данной работе мы численно рассчитали различные особенности ДОС, возникающие из-за обратного эффекта близости в S-FI структуре. На границе раздела мы

обнаружили ЗБП со слабыми чертами спинового расщепления пиков БКШ. Подавление ЗБП осуществлялось за счет подавления сверхпроводимости при увеличении угла спинового смещения. Таким образом, лучшими условиями для наблюдения ЗБП являются небольшие значения  $\varphi < 0,01$  и слои S толщиной в несколько длин когерентности. Обычно ЗБП занимает щель спектра, и для S-пленок такой толщины всюду в щели наблюдается ненулевая ДОС. Мы также обнаружили удвоения ЗБП в тонких структурах при небольших углах спинового смешивания.

На основании полученных результатов можно утверждать, что модели, основанные на предположении об однородности эффективного магнитного поля в сверхпроводнике для подобных структур, не совсем корректны, поскольку не учитывают влияние границ и немонокотных эффектов. Рассчитанные особенности плотности состояний на границе с вакуумом могут быть измерены экспериментально с помощью сканирующего туннельного микроскопа (СТМ). Компонента спин-расщепленной ДОС на границе S-FI также может быть изучена через тонкий слой FI, измеряя  $dI/dV$ -характеристики такого туннельного перехода.

## **3.2. Описание квантового размерного эффекта в тонких сверхпроводящих пленках**

### **3.2.1 Обзор исследований**

К середине 1960-х годов появилось множество теорий и исследований, направленных на поиск объяснений изменений величины критической температуры ( $T_c$ ) в тонких пленках сверхпроводников. В одной из работ, проведенной Марковитцем [7] на основе данных экспериментальных исследований [8], была предложена модель, рассматривающая изменение  $T_c$  как результат влияния двух параметров: общих свойств материала примесей и изменения анизотропии свойств материала из-за наличия распределения примесей в объеме пленки. Таким образом, изменение  $T_c$  оказывается суммой этих двух вкладов.

Оказалось, что изменение  $T_c$ , иногда превосходящее несколько раз [9, 10], не может быть обусловлено исключительно проблемами, связанными с качеством изготавливаемой пленки. Таким образом, теоретические исследования разделились на два направления: изменение  $T_c$  из-за ограничения длины свободного пробега электронов границами зерен и, следовательно, квантование энергетических уровней зарядов [11,12], а также воздействие поверхностных эффектов на изменение ширины запрещенной зоны и, следовательно, на  $T_c$  [13-15].

Первые попытки объяснить изменение  $T_c$  были предприняты Томсоном и Блаттом [11,12], которые рассмотрели не только размерные эффекты, применимые к пленкам, но также применили свою модель к ультратонким пленкам толщиной около 1 нм. В их теории резонанса формы рассматривается случай, когда энергетические уровни сдвигаются относительно поверхности Ферми с изменением толщины пленки - чем тоньше пленка, тем больше амплитуда резонанса.

Второй тип работ начинается с предположений Гинзбурга [13-15] о наличии поверхностной сверхпроводимости, включающей эффекты, связанные с наличием шероховатости на поверхности наноструктур или дополнительного слоя (оксид, полупроводник, диэлектрик). В таких образцах формируются дополнительные очаги возбуждения электрон-фононного взаимодействия, воздействуя на сверхпроводящие свойства металла, включая  $T_c$ .

Эти предположения быстро нашли отклик в научном сообществе. Киржниц [16] связывает увеличение  $T_c$  в пленках с наличием дополнительного параметра эффективного взаимодействия, возникающего из-за наличия несверхпроводящего слоя на поверхности пленки, между сверхпроводником и этим слоем соответственно. После работы Джозефсона [17], рассматривающей протекание сверхпроводящего тока между двумя сверхпроводниками, разделенными диэлектриком, появился ряд работ, в которых описывается увеличение  $T_c$  пленок за счет наличия диэлектрического слоя между гранулами в пленке.

В работе [18], например, предсказывается резкое увеличение температуры сверхпроводящего перехода в пленочных структурах сверхпроводник - диэлектрик - сверхпроводник за счет фононного обмена через барьер между двумя электронами, находящимися по разные стороны барьера. Опираясь на модель Джозефсона, Парменгер [19,20] рассмотрел случай двумерной пленки, состоящей из отдельных гранул, при этом разделенных диэлектрическим слоем, изучая влияние поверхности каждой отдельной гранулы на итоговые свойства сверхпроводника. Большинство этих работ фокусируются на граничных условиях для таких систем, а изменения  $T_c$ , связанные с изменением фононной частоты, были описаны в работах МакМиллана [21] и Крезина [22] для сильно связанных и слабосвязанных систем соответственно. В первой работе автор связывает изменение  $T_c$  с энергией электрон-фононного взаимодействия и величиной кулоновского взаимодействия. Кроме того, учитывается влияние температуры Дебая, связанной с которой уже упоминалось в работах.

Важным этапом стало стремление к синтезу двух теоретических моделей, что предприняли Крезин и Тавгер [23]. Они рассмотрели увеличение  $T_c$  в пленках в рамках

двух моделей: размерного эффекта из-за уменьшения размеров образца и изменения электрон-фононного взаимодействия в результате этого. В данном случае отличие от предыдущих работ заключалось в том, что величина электрон-фононного спаривания суммировалась по всем подуровням, полученным в результате расщепления энергетических уровней. Таким образом, авторы предсказывают линейное увеличение  $T_c$  с уменьшением толщины пленки.

Из экспериментальных работ К.Ю. Арутюнова, Е.А. Седова [24] стало однозначно понятно, что изменение  $T_c$  слабо зависит от материала подложки, также наблюдалось, что зависимость  $T_c$  от толщины отлична от линейной. Высокое качество изготовления пленок также позволило полностью исключить вклад дефектов решетки.

Также стоит отметить, что изменение  $T_c$  от толщины пленки изучалось ранее в работе [25], в которой были получены результаты схожие с экспериментальными данными, но рассеяние электронов на примесях в данном исследовании не учитывалось.

### 3.2.2. Модель

В этой работе исследуется эффект квантового размера в тонких алюминиевых пленках.

Теоретическая модель основана на формализме Горькова, в котором используются функции Грина в рамках модели БКШ, мы рассчитали зависимость критической температуры сверхпроводящего перехода от толщины пленки как для чистого случая, так и для случая, в котором учитывается рассеяние электронов.

Уравнения Горькова для данной задачи имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \left[ i\omega + \varepsilon_F - \frac{\hbar^2}{2m} z^2 + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] G_\omega(z, z') + \Delta(z) F_\omega(z, z') &= \delta(z - z') \\ \left[ i\omega - \varepsilon_F + \frac{\hbar^2}{2m} z^2 - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] F_\omega(z, z') + \Delta^*(z) G_\omega(z, z') &= 0. \end{aligned}$$

Здесь  $\varepsilon_F$  – энергия Ферми,  $\Delta(z)$  – параметр порядка,  $\omega_n = \pi T_c k_B (2n + 1)$  – Мацубаровская частота,  $G_\omega(z, z')$  и  $F_\omega(z, z')$  – нормальная и аномальная функция Грина в частотном представлении, ось  $z$  направлена перпендикулярно поверхности пленки.

На основе решения Уравнений Горькова была сконструирована процедура расчета Критической температуры.

### 3.2.3 Численная реализация данной модели

В качестве программного обеспечения для математического моделирования был выбран MATLAB, так как он предоставляет обширные возможности для численного анализа, символьных вычислений, построения графиков и визуализации данных. Это делает его наиболее подходящим инструментом для моделирования сложных математических систем и проведения разнообразных исследований.

Из математической модели следует, что у нас есть уравнение  $F(t, d) = C1$ , функцию  $F$  необходимо построить на сетке  $[t, d]$ . Значения  $t$  и  $d$ , удовлетворяющие уравнению и будут формировать зависимость  $t(d)$ .

В процессе написания кода были предприняты меры для повышения точности вычислений и обработки возможных ошибок. Для улучшения точности шаги интерполяции в векторах времени и расстояния были оптимизированы. Также внедрен механизм контроля расходимости: при её обнаружении значение функции устанавливается в специальный индикатор ошибки. После завершения вычислений в код добавлен мониторинг результатов с выводом сообщения об ошибках и информацией о месте их возникновения. Эти улучшения обеспечивают более надежный контроль точности и устойчивость кода при возможных аномалиях в данных. Благодаря достигнутой точности и проработке случаев возникновения расходимостей удалось рассчитать зависимость критической температуры от толщины пленки.

### 3.2.4 Обсуждение результатов

В качестве сверхпроводника был взят алюминий. Структура моделировалась при следующих параметрах:  $T_c = 1,2$  К,  $D = 5 - 100$  nm,  $\xi = 100$  nm.

На Рис.3.4. изображены рассчитанная (линии) и измеренная (символы) зависимость  $T_c(D)$  для случая без рассеяния электронов. В качестве экспериментальных данных были

взяты пленки, выращенные на подложках из сапфира (MBE sapph) и арсенида галлия (MBE GaAs).

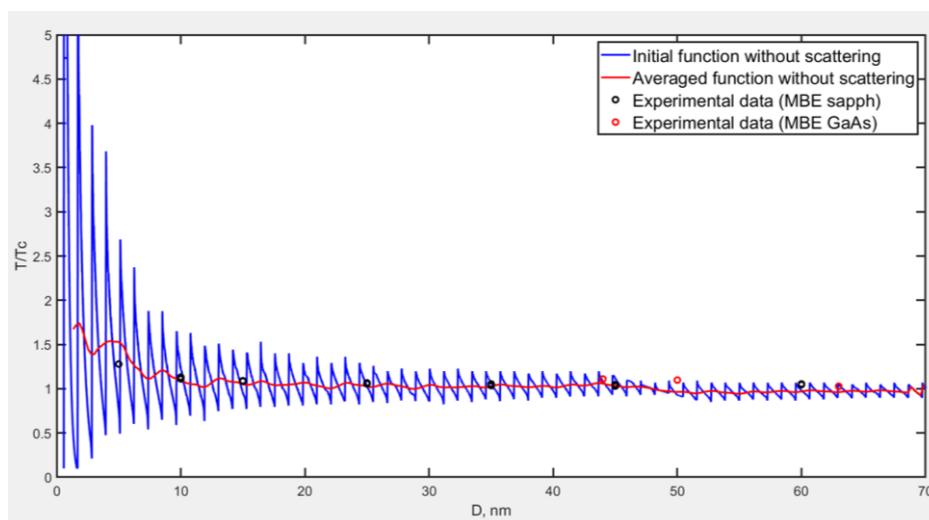


Рисунок 3.4 — Зависимость критической температуры от толщины плёнки без учета рассеяния электронов на примесях.

На Рис.3.5. изображены рассчитанная (линии) и измеренный (символы)  $T_c(D)$  для случая рассеяния электронов. В качестве экспериментальных данных были взяты пленки на подложках из сапфира (E-beam sapph) и арсенида галлия (E-beam GaAs).

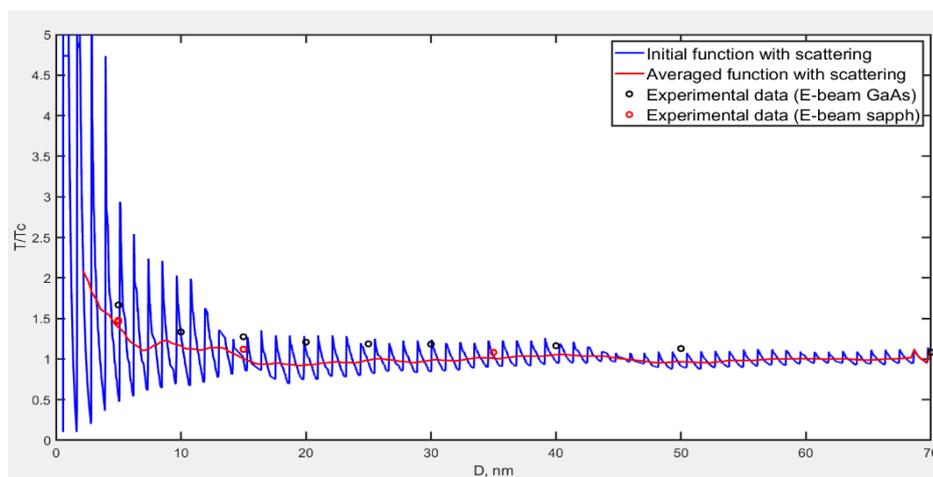


Рисунок 3.5 — Зависимость критической температуры от толщины плёнки с учетом рассеяния электронов на не магнитных примесях.

Из графиков следует что аналитический расчет был выполнен правильно так как с достаточно высокой точностью совпадает с экспериментальными данными.

В данной работе выполнена численная реализация теоретической модели для расчёта изменения критической температуры в зависимости от толщины алюминиевой пленки. Из данного расчета следует, что  $T_c$  увеличивается при уменьшении толщины пленки, также из проделанной работы следует, что квантовый размерный эффект является доминирующим фактором в изменении критической температуры.

### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ РАЗДЕЛА 3

1. Пугач, Н.Г. Сверхпроводящая спинтроника — перспективное направление криогенной наноэлектроники / Н.Г. Пугач, Д.В. Селезнёв, Б.Г. Львов // Наноиндустрия. –2022. –т. 15. –№ 8s(113). –с. 572.
2. Linder, J. Superconducting spintronics / J. Linder, J. W. A. Robinson //Nature Physics. – 2015. – Vol. 11. – №. 4. – pp. 307-315.
3. Яговцев В.О. Расчёт наведённой намагниченности в сверхпроводнике при контакте с ферромагнитным диэлектриком / Д.В. Селезнёв, Н.Г. Пугач, В.О. Яговцев, Е.Г. Екомасов //Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междунар. конф. (Уфа, 19—22 май 2023 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2023. (принято в печать).
4. Seleznev, D.V. Electron density of states modified by the inverse proximity effect in superconductor ferromagnetic insulator bilayers [Report] / D.V. Seleznev // Third Chinese-Russian Scientific and Technical Forum. (Harbin, 23—25 October 2023).
5. Численный расчёт плотности состояния в гетероструктурах сверхпроводник-ферромагнитный диэлектрик / Д.В. Селезнёв, Н.Г. Пугач, В.О. Яговцев, Е.Г. Екомасов //Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междунар. конф. (Уфа, 19—22 октября 2022 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2022.
6. Селезнёв, Д.В / Обратный эффект близости в гетероструктурах сверхпроводник-ферромагнитный диэлектрик/ Д.В. Селезнёв, В.О. Яговцев, Я. В. Туркин, Н.Г. Пугач, Е.Г. Екомасов, Б.Г. Львов // Физика Металлов и Металловедение –2023, т. – 124, с. –196-203.
7. Markowitz D., Kadanoff L. P. Effect of Impurities upon Critical Temperature of Anisotropic Superconductors // Physical Review. 1963. 131, 2, 563 – 575.
8. D. P. Seraphim, C. Chiou and D. J.Quinn. The critical temperature of superconducting alloys // Acta metallurgica. 1961, 9, 861 – 869.

9. Khukhareva I. S. The Superconducting Properties of Thin Aluminum Films // Soviet Physics JETP. 1963. 16, 4, 828 – 832.
10. Giaever I., Megerle K. Study of Superconductors by Electron Tunneling // Physical Review. 1961, 122, 4, 1101 – 1111.
11. Thomson C. J., Blatt J. M. Shape Resonances in Superconductors – Simplified Theory // Physics Letters. 1963, 5, 1, 6 – 9.
12. Blatt J. M., Thomson C. J. Shape Resonances in Superconducting Thin Films // Physical Review Letter. 1963, 10, 8, 332 – 334.
13. Ginzburg V. L. Concerning Surface Superconductivity // JETP. 1964, 47, 2318-2320.
14. Ginzburg V. L. On Surface Superconductivity // Physics Letters. 1964. 13, 2, 101 – 102.
15. Ginzburg V. L., Kirzhnits D. A. On the Superconductivity of Electrons at the Surface Levels // JETP. 1964, 46, 397 – 398.
16. Kirzhnits D. A., Maksimov E. G. Critical Temperature of Thin Superconducting Films // JETP Pis'ma. 1965, 2, 442 – 445.
17. Josephson B. D. Supercurrents through barriers // Advances in Physics. 1965, 14, 56, 419 – 451.
18. Cohen M. H., Douglass D. H. Superconductive pairing across electron barriers // Physical Review Letters. 1967, 19, 3, 118 – 121.
19. Parmenter R. H. Isospin Formulation of the Theory of a Granular Superconductor // Physical Review. 1967, 154, 353.
20. Parmenter R. H. Characteristic Parameters of a Granular Superconductor // Physical Review. 1968, 167, 2, 387 – 382.
21. McMillan W. L. Transition Temperature of Strong-Coupled Superconductors // Physical Review. 1967. 167, 2, 331 – 344.
22. Kresin V. Z. On the Change of the Transition Temperature of Ordinary Superconductors // Journal of Low Temperature Physics. 1971, 5, 5, 565 – 574.
23. Kresin V. Z., Tavger B. A. Superconducting transition temperature of a thin film // JETP. 1966, 23, 6, 1124 – 1130.
24. K. Yu. Arutyunov et al., Phys. Stat. Sol. RRL, 13 (2019) 1800317
25. Shanenko A. A., Croitoru M. D., Peeters F. M. (2007), Quantum-size effects on  $T_c$  in superconducting nanofilms. EPL (Europhysics Letters). 76. 498. 10.1209 // epl // i2006-10274-6.

## 4. Гибридные низкоразмерные наноструктуры: спинтронные системы, детекторы и сенсоры, топологические изоляторы

### 4.1 Сверхпроводящий диодный эффект в топологических гибридных структурах

#### 4.1.1 Введение

Область сверхпроводниковой электроники является важным направлением исследований и разработок гибридных квантовых устройств с меньшим энергопотреблением. Сверхпроводящие гибридные структуры, состоящие из сверхпроводника и несверхпроводящего материала (обычный металл N, ферромагнетик F и т. д.), действуют за счет эффекта близости. Этот эффект можно описать как утечку сверхпроводящих корреляций в соседний несверхпроводящий слой [1,2]. Структуры сверхпроводник/ ферромагнетик (S/F) были предложены во многих приложениях нанoeлектроники, таких как устройства памяти, квантовые и классические логические устройства, искусственные нейронные сети, детекторы и болометры, нанохолодильники и спиновые клапаны. Размещение двумерных S/F-структур на поверхности трехмерного топологического изолятора (материала с сильной спин-орбитальной связью) может добавить новую функциональность и создать так называемый сверхпроводящий диод.

Сверхпроводящий диодный эффект (СДЭ) является активной областью исследований из-за большого потенциала применения в области сверхпроводниковой электроники и спинтроники. Как правило, СДЭ наблюдается в двумерных сверхпроводящих системах с нарушением инверсной симметрии и симметрии относительно обращения времени. Если первое обычно подразумевает наличие спин-орбитального взаимодействия, то второе может быть достигнуто за счет обменного поля ферромагнетика или путем воздействия на систему внешнего магнитного поля. Эти условия допускают возможность реализации сверхпроводящего спирального состояния. Спиральное состояние характеризуется параметром порядка, модулированным в направлении, поперечном полю, фазовым фактором  $\exp(iq_0 \cdot r)$ , где  $q_0$  — импульс куперовской пары. В этом случае критические сверхтоки различны в направлении, параллельном и антипараллельном импульсу  $q_0$ . Большой прогресс был достигнут со времени экспериментального открытия диодного эффекта группой Андо. Имеются многочисленные сообщения как об экспериментальных, так и теоретических исследованиях СДЭ. Отдельного внимания заслуживают гибридные СДЭ устройства. В таких структурах ингредиенты эффекта СДЭ объединяются эффектом близости. Например, гибридная структура S/F/ТИ является перспективной платформой для реализации сверхпроводящего диода. Следует отметить,

что размещение S/F-структур на поверхности трехмерного топологического изолятора приводит к ряду ярких явлений магнитоэлектрической природы. Более того, в таких структурах предсказано появление новых электронных состояний, включая магнитные монополи и майорановские фермионы. Было также предсказано, что наличие спиральной намагниченности в F-слое приводит к немонотонной зависимости критической температуры от ширины F-слоя в структурах S/F/ТИ.

Большинство существующих теоретических исследований сверхпроводящего диодного эффекта сосредоточено либо на микроскопических численных расчетах, либо на феноменологическом подходе. В данной работе мы рассматриваем как линейный, так и нелинейный подходы к расчету СДЭ в гибридной структуре S/F/ТИ. Мы используем микроскопический формализм квазиклассических функций Грина в диффузионном режиме. Приведено сравнение результатов, полученных линейными и нелинейными методами, и обсуждены области их применимости.

#### 4.1.2 Модель

В рассматриваемой системе  $h = (h_x, h_y, 0)$  — обменное поле в плоскости рассматриваемой двумерной структуры, которое предполагается отличным от нуля только в области  $x < 0$ . Сверхпроводящий потенциал спаривания  $\Delta$  отличен от нуля только в области  $x > 0$ . Поэтому фактически поверхностные состояния топологического изолятора (ТИ) разделяются на две части: одна из них при  $x < 0$  обладает  $h \neq 0$  и может быть названа «ферромагнитной», а другая часть, соответствующая  $x > 0$  с  $\Delta \neq 0$ , может быть названа «сверхпроводниковой». Ниже мы будем использовать индексы  $f$  и  $s$  для обозначения величин, относящихся к соответствующим участкам поверхности топологического изолятора. Потенциальный член  $V(r)$  включает в себя потенциал рассеяния на немагнитных примесях  $V_{imp} = \sum_i V_i \delta(r - r_i)$ , который имеет гауссову форму  $\langle V(r)V(r') \rangle = (1/\pi\nu\tau)\delta(r - r')$  с  $\nu = \mu/(2\pi\alpha^2)$ , а также возможный интерфейсный потенциал  $V_{int}(r) = V\delta(x)$ .

Предполагается, что сверхпроводимость и обменное поле в плоскости топологического изолятора индуцируются благодаря близости соседних сверхпроводящего и ферромагнитного слоев. Таким образом, мы можем представить систему как плоскую гибридную структуру, состоящую из сверхпроводника S и ферромагнитного слоя F поверх трехмерного топологического изолятора ТИ, как схематически показано на рисунке 4.1. Роль поверхности топологического изолятора заключается в обеспечении сильной спин-

орбитальной связи, которая обеспечивает эффект связи спина и импульса. В этом случае присутствует только одна спиральная зона, пересекающая энергию Ферми. Мы используем квазиклассический формализм функций Грина в диффузионном режиме. В принципе функциональные матрицы Грина имеют две степени свободы: в пространстве частиц-дырок (Намбу) и в спиновом пространстве. В нашей модели спиновая структура характеризуется проектором на зону проводимости:

$$g_{s,f}(n_F, r, \varepsilon) = g_{s,f}(r, \varepsilon) \frac{(1+n_{\perp}\sigma)}{2}, \quad (4.1)$$

где  $g_{s(f)}$  — матрица бесспиновых функций Грина в пространстве частиц-дырок в сверхпроводящей (ферромагнитной) части поверхности топологического изолятора,  $n_F = p_F / p_F = (n_{F,x}, n_{F,y}, 0)$  — единичный вектор, направленный вдоль траектории квазичастицы, а  $n_{\perp} = (n_{F,y}, -n_{F,x}, 0)$  — единичный вектор, перпендикулярный к траектории квазичастицы и направлен вдоль спина квазичастицы, привязанного к импульсу квазичастицы.

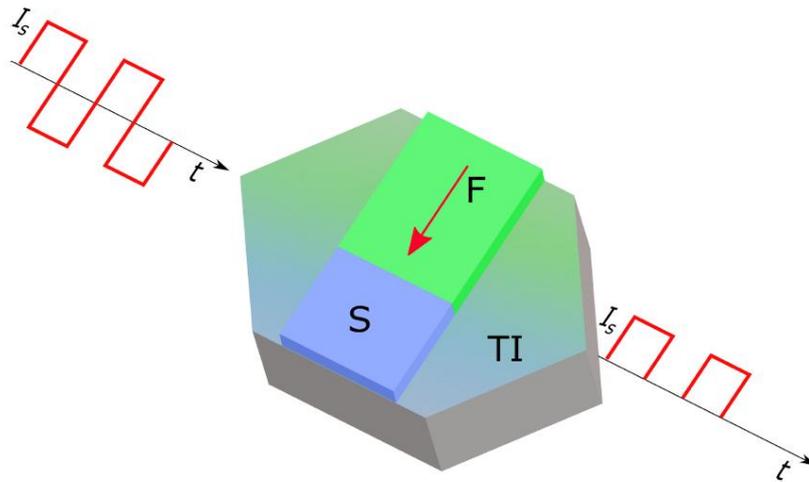


Рисунок 4.1 - Схематическое изображение сверхпроводящего диода, в котором двумерная структура S/F размещена на поверхности трехмерного топологического изолятора.

В нашем теоретическом анализе мы рассматриваем диффузионный предел, в котором длина когерентности определяется выражением  $\xi_s = \sqrt{D_s / 2\pi T_{cs}}$ , где  $D_s$  — коэффициент диффузии, а  $T_{cs}$  — критическая температура объемного сверхпроводника (мы предполагаем  $\hbar = k_B = 1$ ) и длина упругого рассеяния  $\ell \ll \xi_s$ . Мы также пренебрегаем неравновесными эффектами в структуре.

Квазиклассическое уравнение Узалея для бесспиновых функций Грина имеет вид

$$D\nabla(g\nabla g) = [\omega_n \tau_z + i\Delta, g]. \quad (4.2)$$

Здесь  $D$  — константа диффузии,  $\tau_z$  — матрица Паули в пространстве частиц-дырок,  $\nabla X \equiv \nabla X + i(h_x e_y - h_y e_x)[\tau_z, g]/\alpha$ , где  $\alpha$  — скорость Ферми. Матрица  $\Delta$  определяется как  $\Delta = U i \tau_x \Delta(x) U^+$ , где  $\Delta(x)$  — действительная функция и матрица преобразования  $U = \exp(iqy\tau_z/2)$ . Конечный импульс центра масс  $q$  учитывает геликоидальное состояние. Матрица функции Грина также преобразуется как  $g = U g_q U^+$ .

Учет компоненты намагниченности  $h_y$  не оказывает количественного влияния ни на сверхток в направлении  $y$  бислоя, ни на критическую температуру в его S - части. Она входит в решение  $f_f$  только как фазовый множитель  $\exp(2ih_y x / \alpha)$ . Поэтому мы не учитываем эту компоненту в нашей модели и определяем  $h_x = h$ .

В рассматриваемой гибридной структуре спиральное состояние проявляется в системе следующим образом. В нашей системе зеэмановское поле и сверхпроводящая область пространственно разделены, так что спиральное состояние реализуется за счет эффекта близости через интерфейс S/F. Спиральное состояние в системе также характеризуется параметром порядка с пространственно-неоднородной фазой, однако плотность сверхтока в структуре неоднородна. Полный ток через гибридную структуру равен нулю. Поэтому мы назвали это состояние гибридным спиральным состоянием.

Для облегчения процедуры решения нелинейных уравнений Узаделя воспользуемся  $\theta$  параметризацией функций Грина:

$$g_q = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ \sin \theta & -\cos \theta \end{pmatrix}. \quad (4.3)$$

Уравнение самосогласования для парного потенциала имеет вид:

$$\Delta(x) \ln \frac{T_{cs}}{T} = \pi T \sum_{\omega_n} \left( \frac{\Delta(x)}{|\omega_n|} - 2 \sin \theta_s \right). \quad (4.4)$$

#### 4.1.3 Результаты и обсуждение

В этом разделе мы представляем результаты расчетов на основе представленной выше модели. Для простоты положим  $\xi_s = \xi_f = \xi$ . На рисунке 4.2 мы сравниваем зависимости тока  $I(q)$ , рассчитанные линейным и нелинейным подходами. Обе эти кривые были рассчитаны с использованием численного самосогласованного подхода. В равновесии, когда внешний сверхток не приложен, сверхпроводящая система выбирает состояние с ненулевым  $q_0$ . Это состояние соответствует нулевому полному сверхтоку (в направлении  $y$ ), т. е. выполняется условие  $I(q_0) = 0$ . В нашей системе параметр  $q$  нельзя изменять напрямую, но можно подать внешний сверхток через структуру в диапазоне между

критическими сверхтоками  $I_c^+$  и  $I_c^-$ , где  $I_c^{+(-)}$  — критический сверхток для положительного (отрицательного) тока. направление. Применение определенного значения сверхтока приведет к переходу в сверхпроводящее состояние с соответствующим значением  $q \neq q_0$ . При подаче тока в диапазоне между  $I_c^+$  и  $|I_c^-|$  система находится в сверхпроводящем состоянии для  $+I$  (поскольку существует сверхпроводящее состояние с соответствующим  $q$ ) и находится в нормальном состоянии для  $-I$  (не существует сверхпроводящего состояния с  $q$ , соответствующего приложенному току  $-I$ ).

Можно заметить, что линейризованное решение (решение линейризованного уравнения Узаделя) приводит к более высоким значениям критических токов. Как и ожидалось, линейризованный подход не учитывает нелинейности в поведении тока в зависимости от  $q$ .

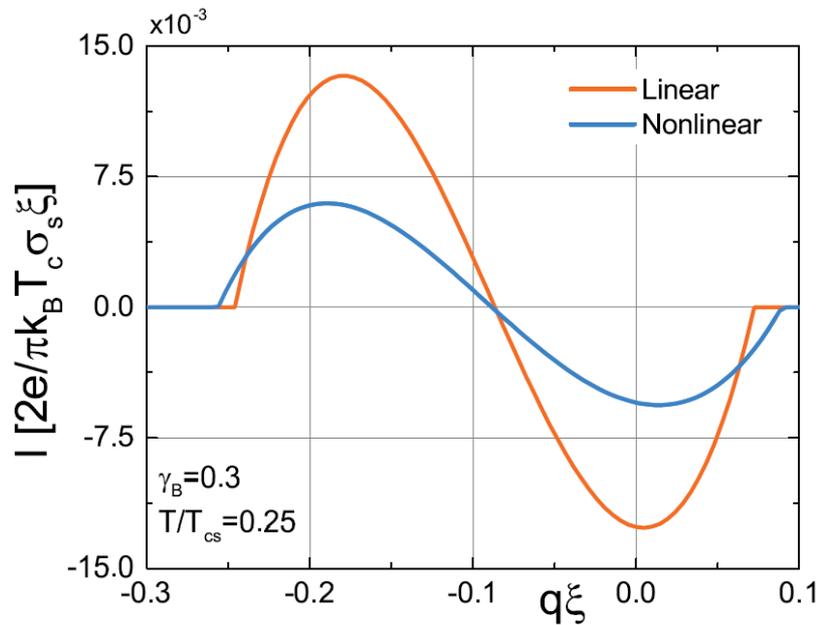


Рисунок 4.2 - Полный сверхток  $I$  как функция импульса куперовской пары  $q$  рассчитан самосогласованно линейным и нелинейным методами. Параметры расчета:

$$d_s = 1.2\xi, d_f = \xi, \gamma = 0.5, \xi h / \alpha = 0.3.$$

При расчете критической температуры в гибридной структуре принято использовать одномодовый подход в рамках линейризованных уравнений Узаделя. Проверим возможность применения одномодового метода для расчета сверхтока. Основным недостатком уравнений является то, что в этих выражениях не учитываются зависимости амплитуды  $\delta$  от параметра  $q$ . Более того, амплитуда парного потенциала не может быть получена в рамках одномодового решения, т. е.  $\delta$  остается подгоночным параметром. На рисунке 4.3 мы даем сравнение полного нелинейного подхода и одномодового

приближения. Мы наблюдаем, что сверхток, полученный одномодовым методом, достаточно хорошо согласуется с нелинейным методом вблизи равновесного значения  $q = q_0$ . Однако для больших значений  $q - q_0$  ясно, что одномодовый подход имеет тенденцию к ошибке, что приводит к гораздо большим значениям критического тока.

В расчетах мы задали температуру  $T = 0.25T_{cs}$ , которая, как может показаться, выходит за пределы применимости линеаризованных уравнений Узаделя. Однако истинное значение критической температуры в S-части может быть существенно ниже из-за сильного подавления со стороны соседней F-части структуры. В нашей системе критическая температура не превышает  $0.3T_{cs}$  на рисунках 4.2 и 4.3.

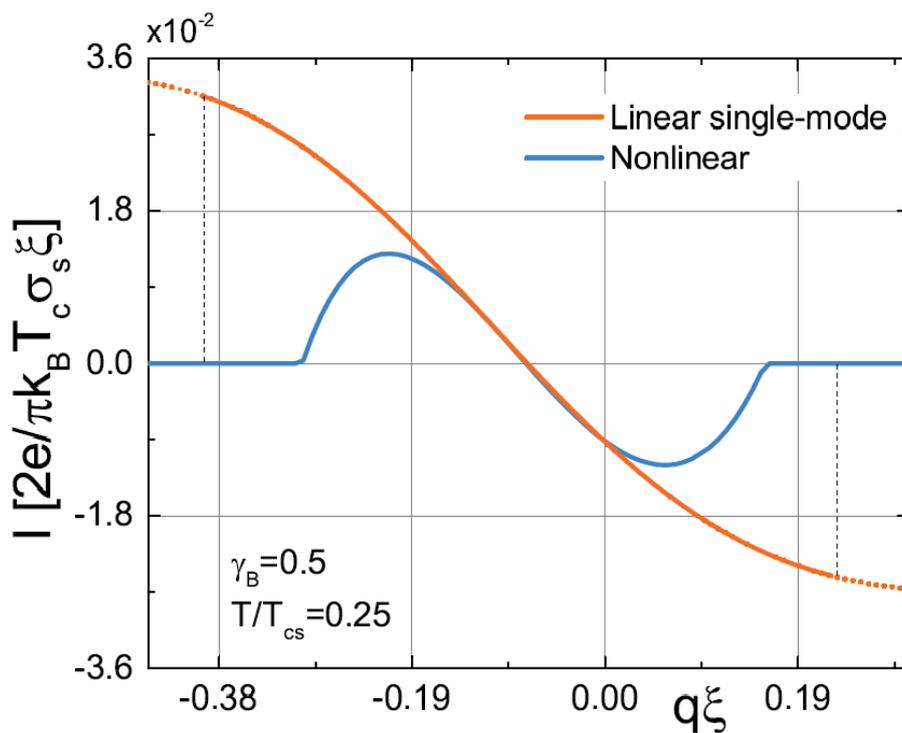


Рисунок 4.3 - Полный сверхток  $I$  как функция импульса куперовской пары  $q$  рассчитан самосогласованно с помощью линейного одномодового приближения и самосогласованного нелинейного метода. Амплитуда одномодового решения  $\delta = 0.05\pi T_{cs}$ . Вертикальная пунктирная линия соответствует критической температуре, рассчитанной в одномодовом приближении. Параметры расчета:  $d_s = 1.2\xi, d_f = \xi, \gamma = 0.5, \xi h / \alpha = 0.3$ .

Более поучительно остановиться на эффективности диода, которая определяется следующим образом:

$$\eta = \frac{\Delta I_c}{I_c^+ + |I_c^-|} = \frac{I_c^+ - |I_c^-|}{I_c^+ + |I_c^-|}. \quad (4.5)$$

Однако сначала мы кратко обсудим температурные зависимости невзаимности сверхтоков для линейного и нелинейного подходов. На рисунке 4.4 показана температурная

зависимость значения невязности  $\Delta I = I_c^+ - |I_c^-|$ . Оба метода показывают примерно одну и ту же температуру, при которой токовая невязность исчезает. Это соответствует переходу из сверхпроводящего состояния в нормальное. Из рисунка 4.4 видно, что между этими двумя методами имеется существенная количественная разница.

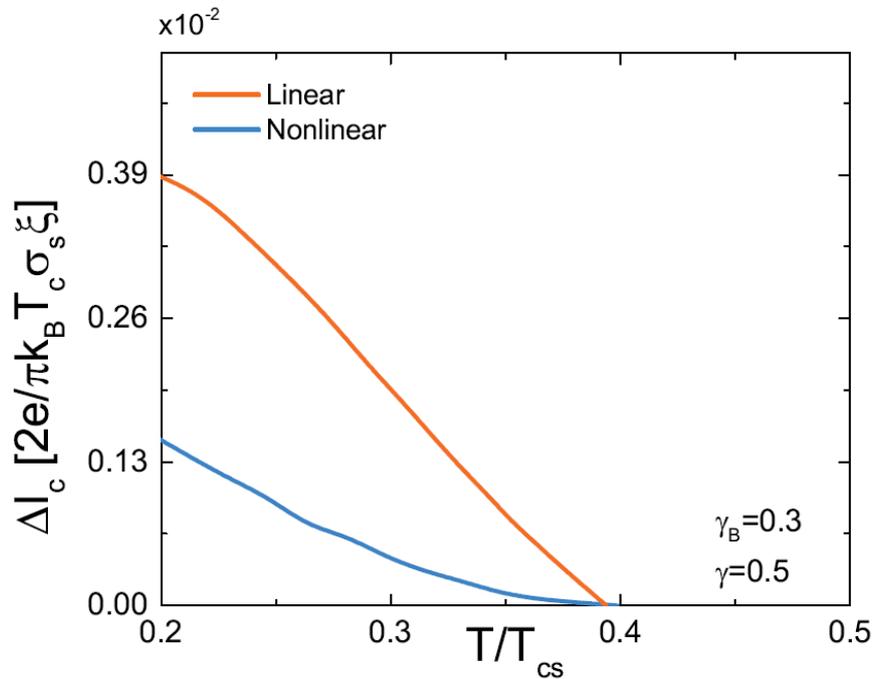


Рисунок 4.4 -  $\Delta I$  как функция температуры. Параметры расчета:  
 $d_s = 1.2\xi, d_f = \xi, \xi h / \alpha = 0.2$ .

На рисунке 4.5 мы демонстрируем эффективность СДЭ как функцию обменного поля  $\xi h / \alpha$  для нелинейного и линейного подходов. Можно подчеркнуть, что рассчитанные для обоих случаев показатели эффективности весьма схожи несмотря на то, что  $I(q)$  могут существенно различаться как количественно, так и качественно. Этот факт можно связать с определением эффективности  $\eta$ . А именно, поскольку  $\eta$  определяется как соотношение суммы и разности критических токов, теряется информация о текущих значениях и о зависимостях от  $q$ .

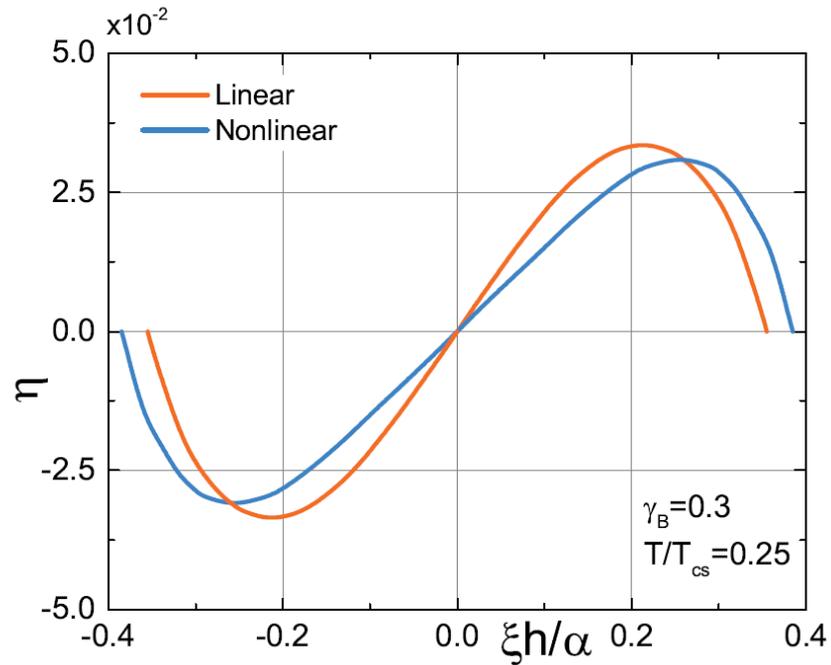


Рисунок 4.5 - Эффективность СДЭ  $\eta$  как функция обменного поля  $h$ . Параметры расчета:  
 $d_s = 1.2\xi, d_f = \xi, \gamma = 0.5$ .

#### 4.1.4 Заключение

В данной работе мы рассчитали параметры сверхпроводящего диода различными способами, включающими линейные и нелинейные уравнения, а также одномодовое и многомодовое приближения. Данный анализ необходим для дальнейшего исследования структуры Андреевских уровней в сверхпроводящей системе. Полученные выше результаты позволяют сделать несколько выводов. Упрощенное одномодовое приближение для линеаризованного уравнения Узаделя применимо только для качественного расчета критической температуры. Хотя одномодовый подход можно использовать вблизи  $(q - q_0)$ , он не улавливает возможную  $q$  - зависимость парного потенциала и не работает при больших  $|q - q_0|$ . При работе вблизи критической температуры полное решение линеаризованного уравнения Узаделя дает адекватные результаты. В частности,  $\eta$ , рассчитанное линеаризованным подходом, может хорошо согласовываться с нелинейным случаем. Тем не менее, чтобы получить достоверное описание геликоидального состояния и СДЭ в широком диапазоне параметров, необходимо использовать полностью нелинейные уравнения. Эта работа опубликована в журнале *Condensed Matter* [3]. Результаты работы были также представлены на международных конференциях [4-6].

## 4.2. Диссипативные эффекты в тонких сверхпроводящих пленках

### 4.2.1 Введение

При наличии магнитного поля или транспортных токов абрикосовские вихри могут проникать в сверхпроводник, а их движение приводит к диссипации и возникновению резистивного состояния, что сказывается на работоспособности однофотонных и одноэлектронных детекторов, поэтому понимание механизмов диссипации в мезоскопических сверхпроводниках не только имеет фундаментальное значение, но и очень важно для дальнейших технологических достижений.

В мезоскопических сверхпроводниках можно наблюдать множество новых эффектов, возникающих благодаря сверхтокам и вихрям. Материалы такого размера часто применяются в различных наноустройствах, например, в сверхпроводниковых однофотонных детекторах и сверхпроводниковых одноэлектронных детекторах. В обоих типах устройств возникает так называемая горячая точка – область, где частица (фотон или электрон соответственно) воздействует на материал и впоследствии тепло диффундирует через материал, вызывая локальное подавление сверхпроводимости, что приводит к скачку напряжения из-за всплеска нормального тока, благодаря чему можно детектировать частицу [7-17], что говорит о важности исследования электрических и тепловых свойств мезоскопических сверхпроводников для понимания работы таких наноэлектронных устройств [18,19].

Когда сверхпроводник II рода находится во внешнем магнитном поле, магнитный поток в виде абрикосовских вихрей проникает в образец и материал переходит в смешанное состояние [20]. В присутствии электрического тока движение вихрей рассеивает энергию, из-за чего возникает резистивное состояние. Некоторые модели учитывают только электрическое поле, вызванное движением вихрей как рассеивающим механизмом, которые генерируют тепло благодаря эффекту Джоуля [11,21–23]. Благодаря этому была описана связь скорости вихрей и индуцированного электрического поля [24].

Однако такой механизм предсказывал гораздо меньшее затухание, чем наблюдалось экспериментально. Позднее было предсказано существование другого механизма диссипации, который связан с внутренней релаксацией параметра порядка теории Гинзбурга-Ландау  $\Psi$ .

Ранее экспериментально изучалась микроскопическая природа диссипативных механизмов [25–28], однако все еще необходимо более детально исследовать влияние

макроскопических параметров в рамках теории Гинзбурга-Ландау на механизм диссипации и затем на процесс термодиффузии.

#### 4.2.2 Описание полученных результатов

Был рассмотрен двумерный квадратный сверхпроводниковый образец со стороной  $L = 24\xi(0)$  в квадратной сетке размером  $49 \times 49$  точек, см. рисунок 4.6. Моделирование проводилось при температуре  $T = 0,91T_c$  и параметре теории Гинзбурга-Ландау  $\kappa \approx 0,9$ . В случае, когда в 4 вихря проникают в образец, было зафиксировано локальное изменение температуры  $\Delta T = T - T_0$  и эволюция параметра порядка. Скорость увеличения магнитного поля  $10^{-6} Hc_2(0)$  каждые два временных шага.

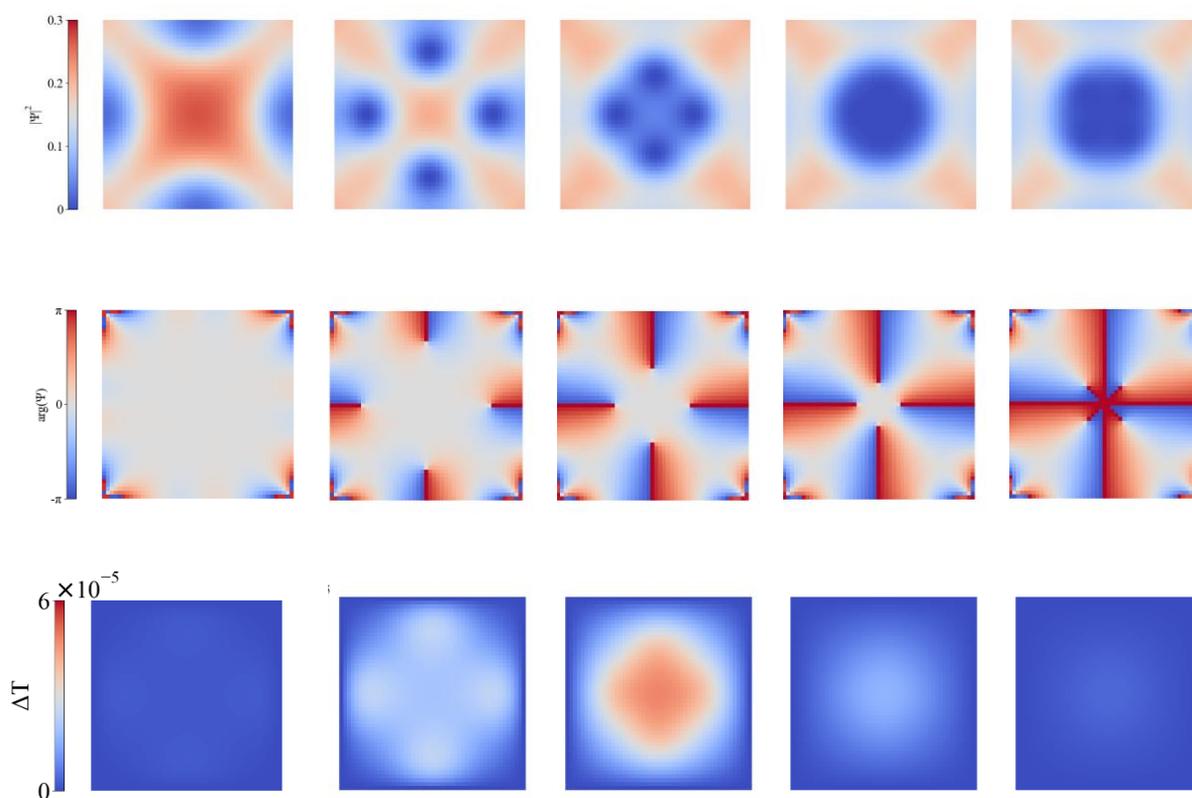


Рисунок 4.6 – Эволюция параметра порядка, фазы и температуры во времени для различных значений внешнего поля 0.0985, 0.101, 0.1035, 0.106, 0.1085 в единицах  $Hc_2(0)$ .

В процессе проникновения 4-х вихрей токи возле ядра вихря сталкиваются с ненулевым электрическим сопротивлением, что генерирует диссипацию энергии в форме тепла. Рассмотрим рисунок 4.6, двигаясь слева направо по строкам. Вначале вихри отсутствуют в образце, что также видно и на графике фазы и изменения температуры. С ростом магнитного поля видно, как на картине начинают формироваться вихри, что также отражается и на фазе, и на изменении температуры. Когда 4 вихря уже сформировались, на

графике изменения температуры видны наибольшие значения. Затем тепло начинает рассеиваться.

Вдоль всей поверхности образца была рассчитана общая диссипация, представленная на рисунке 4.7.

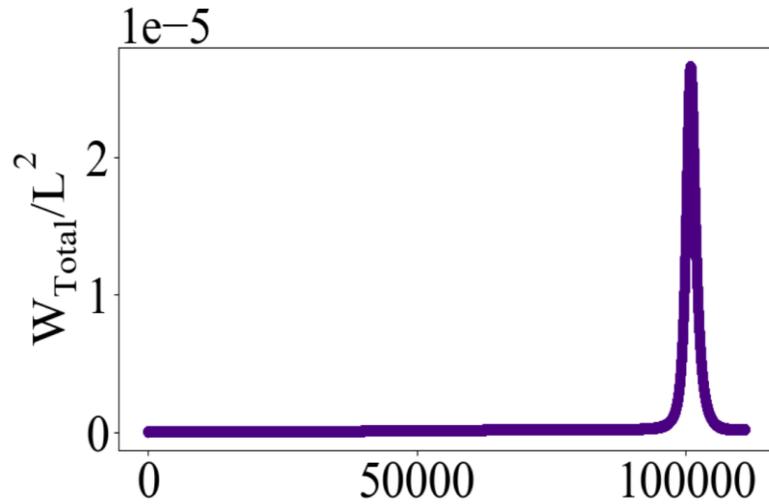


Рисунок 4.7 – Среднее изменение общей диссипации во времени вдоль всей поверхности образца.

Пиковое значение показывает момент проникновения всех 4-х вихрей в образец и сохраняется, пока они не достигнут своих стабильных положений. Симуляция проводилась при следующих параметрах:  $T = 0,91T_c$ , размер  $L = 24\xi(0)$ , а также при  $\kappa = 0,5; 0,6; 0,7; 0,8$ .

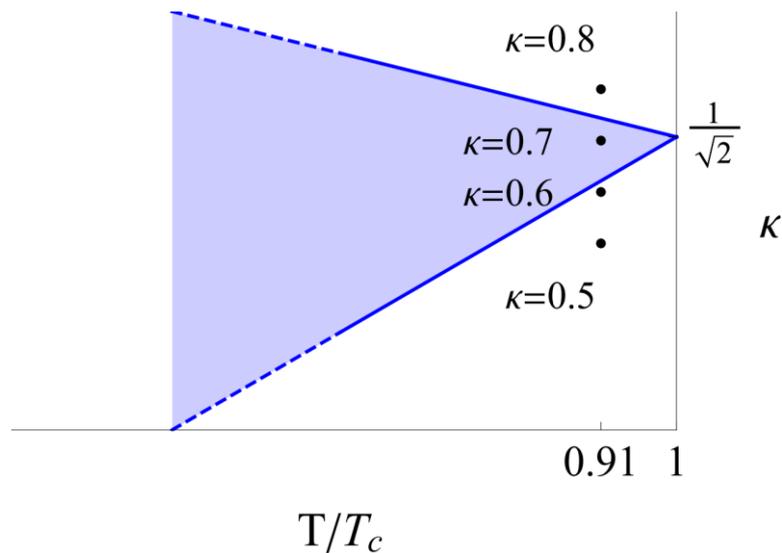


Рисунок 4.8 – Зависимость параметра Гинзбурга-Ландау от температуры.

Была обнаружена эволюция параметра порядка, магнитного поля, локальной температуры при значениях  $\kappa$ , близкий к  $\kappa = 1/\sqrt{2}$  и  $T = T_c$ , см. рисунок 4.8. Это особая точка в бесконечных системах. В исследуемой системе граница влияет на проникновение вихрей и их стабильную конфигурацию. Важно отметить, что GTDGL уравнения в статическом режиме ведут к стандартным уравнениям Гинзбурга-Ландау, поэтому анализ физики сверхпроводников вблизи точки Богомольного все еще важен.

Для полученных результатов существует ряд ограничений, потому что была проведена аппроксимация симметрии в направлении оси OZ. В таких случаях при  $\kappa \approx 1/\sqrt{2}$  блуждающее поле может внести важный вклад в паттерны магнитного поля [29].

На рисунке 4.9 показано общее тепло, рассеянное по всему образцу, как функция от времени для всех значений  $\kappa = 0,5; 0,6; 0,7; 0,8$ . Наблюдаемые пики соответствуют вхождению вихрей в образец. Второй экстремум на графике соответствует повторному вхождению новой партии вихрей в образец. Заметно, что локальная диссипация тепла увеличивает локальную температуру, что вызывает уменьшение значений параметра порядка, что содействует проникновению вихрей.

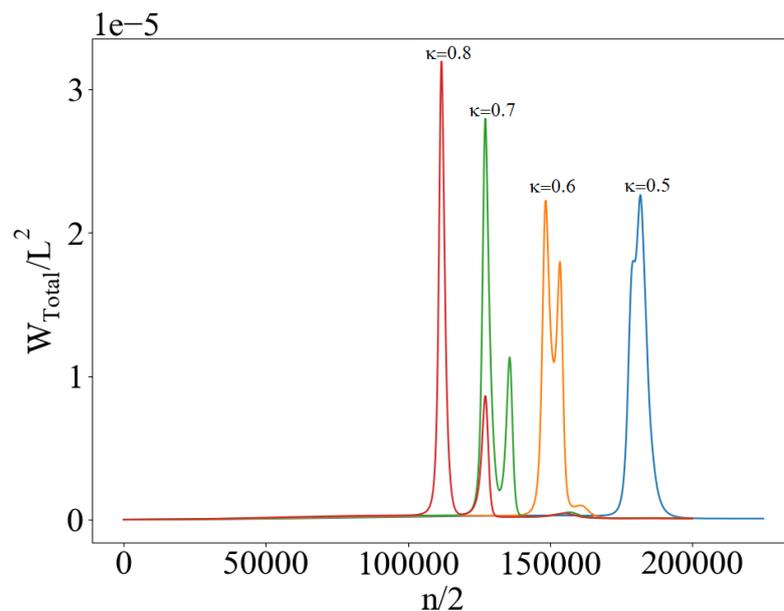


Рисунок 4.9 – Временное изменение общей диссипации.

Общая намагниченность представлена на рисунке 4.10. Расчет был проведен при  $\kappa = 0,5$ . Кривая имеет линейный характер до момента, когда вихри проникают в образец. В этот момент происходит резкий спад к малым значениям. Это вызвано тем, что вихри несут магнитный поток и сверхпроводник не в состоянии его полностью вытеснить. Скорость увеличения магнитного поля  $10^{-6} \text{ Hc2}(0)$  каждые два временных шага.

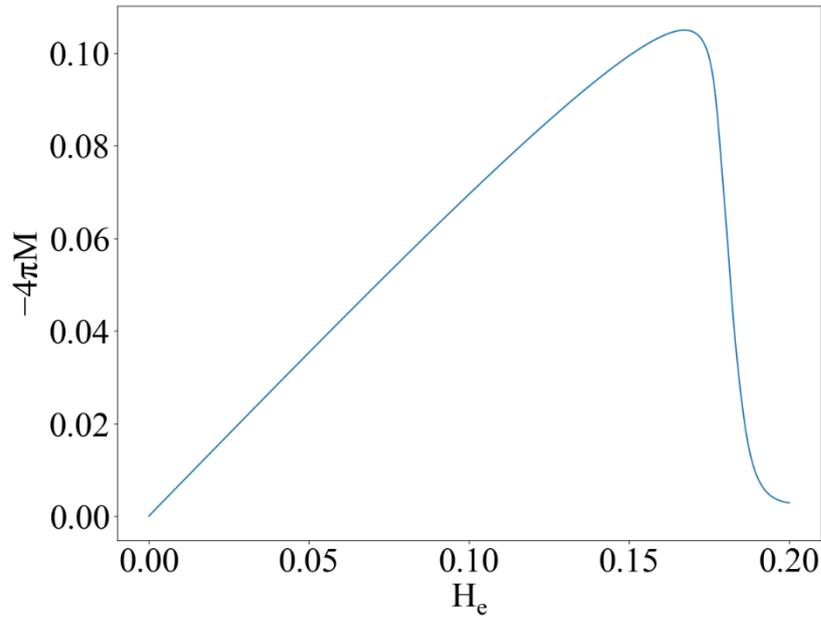


Рисунок 4.10 – Кривая намагниченности в единицах  $H_{c2}(\kappa = 0,5)$ .

Данные результаты показывают стандартные вихри, которые не должны существовать в стандартной Абрикосовской картине при  $\kappa < 1/\sqrt{2}$ . Из-за тепловой диссипации, барьер Бина-Ливингстона ослабевает [30], что способствует проникновению вихрей.

На рисунках 4.11 и 4.12 показаны изображения временной эволюции параметра порядка и температуры. В процессе движения вихрей можно наблюдать рост локальной температуры внутри образца, когда как на границе температура остается неизменной ( $\Delta T = 0$ ) ввиду граничных условий (мы полагаем, что термализация происходит мгновенно). В момент проникновения 4-х вихрей в образец возникают изменения в магнитном потоке, из-за чего возникает напряжение в образце (закон Фарадея). Одним из вкладов в общую диссипацию является  $W_A = 2 \left( \left| \frac{\partial A}{\partial t} \right|^2 \right)$ , что означает что движение магнитного потока генерирует рост температуры по линии проникновения вихрей.

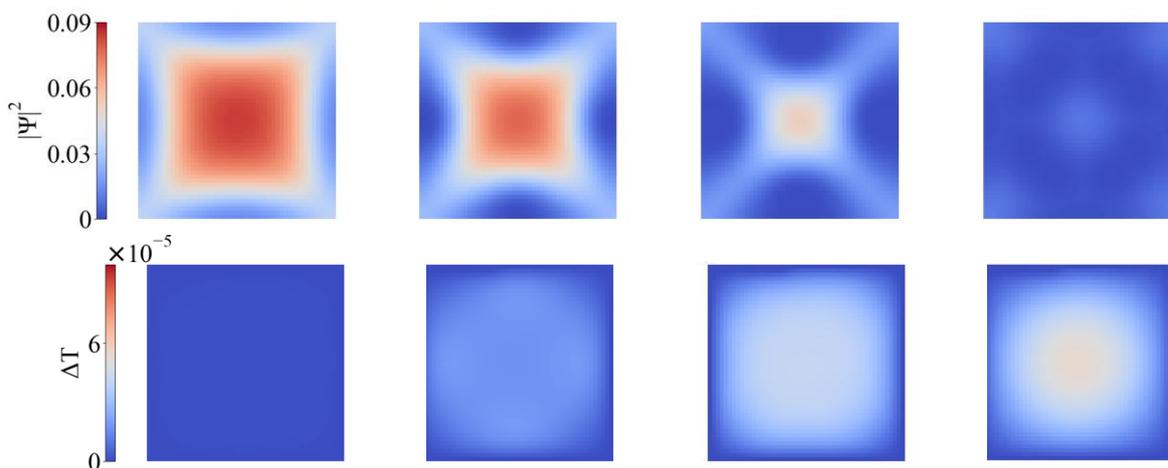


Рисунок 4.11 – Эволюция параметра порядка и температуры во времени ( $\kappa = 0,5$ ) для различных значений внешнего поля 0.175, 0.178, 0.181, 0.184 ( $H_{c2}(0)$ ).

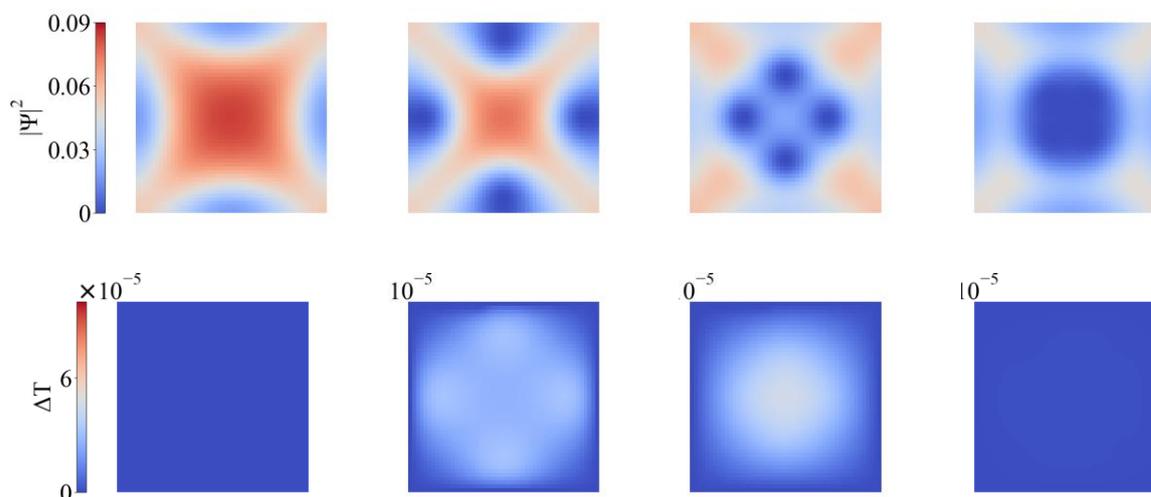


Рисунок 4.12 – Эволюция параметра порядка и температуры во времени ( $\kappa = 0,8$ ) для различных значений внешнего поля 0.1075, 0.111, 0.114, 0.12 ( $H_{c2}(0)$ ).

#### 4.2.3 Заключение

В ходе работы был проведен обзор основных теоретических работ, касающихся применения сверхпроводниковых однофотонных детекторов, а также других областей применения теории сверхпроводимости, например исследование ферромагнитных сверхпроводников. Работа посвящена теоретическому изучению мезоскопических сверхпроводников с помощью уравнений GTDGL, чтобы иметь возможность предсказать электромагнитный отклик и эффекты рассеяния. В работе было представлено численное интегрирование обобщенных динамических уравнений Гинзбурга-Ландау. Для рассмотрения была выбрана двумерная система, с приложенным перпендикулярно

магнитным полем. При увеличении поля, было достигнуто поле  $H_{c1}$ , при котором вихри способны проникать в образец. Результаты достоверно соотносятся с предыдущими результатами для схожих систем: величина магнитного поля  $H_{c1}$ , уменьшается с ростом параметра Гинзбурга-Ландау  $\kappa$ . При расчете были использованы значения  $\kappa$ , пересекающие границу между сверхпроводимостью 1 и 2 рода. Было обнаружено, что даже при  $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}} \approx 0.707$  вихри также проникают в образец. Данный результат является достоверным, т. к. данное значение было определено для бесконечной системы, когда как в данной работе рассматривается мезоскопическая система со стороной квадрата равной  $24\xi(0)$  и приложенное магнитное поле увеличивается с небольшой, но постоянной скоростью, создавая постоянную диссипацию.. Важно отметить, что при близости к точке Богомольского мы также наблюдаем нормальные значения тепловой диссипации.

Планируется дальнейшее развитие результатов, рассмотрение большего числа параметров, а именно дальше будет рассмотрен трехмерный случай с более толстой пленкой.

Результаты работы были представлены на международных конференциях [31,32].

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ К РАЗДЕЛУ 4

1. Buzdin A. I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures // Review of Modern Physics. 2005. V. 77. P. 935-976.
2. Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Il'ichev E. The current-phase relation in Josephson junctions // Review of Modern Physics. 2004. V. 76. P. 411–469.
3. Karabassov T., Amirov E., Bobkova I. V., Golubov A. A., Kazakova E. A., Vasenko A. S. Superconducting Diode Effect in Topological Hybrid Structures // Condensed Matter. 2023. V. 8. No. 36. P. 1-12.
4. Vasenko A.S. Superconducting diode effect in topological hybrid structures // сборник тезисов международной конференции «Сверхпроводимость в наноструктурах 2023» (Supernano-2023), Сколково, Россия, 17-22 сентября 2023.
5. Karabassov T., Bobkova I.V., Golubov A.A., Vasenko A.S. Supercurrent diode effect in s/f hybrid structures on top of the topological insulator. Book of Abstracts. Samarkand International Symposium on Magnetism 2023. Samarkand, 2023. с. 159.
6. Васенко А.С., Карабасов Т., Амиров Э.Ш., Бобкова И.В., Голубов А.А. Спиральное состояние и сверхпроводниковый диодный эффект в топологических гибридных структурах. в книге: современные физика, математика, цифровые и нанотехнологии в науке и образовании (ФМЦН-23). Сборник тезисов II Всероссийской молодежной школы-конференции, посвященной 80-летию со дня рождения д.ф.-м.н., профессора Р.С.Сингатуллина. 2023. С. 74-75.

7. Gol'tsman G.N. et al. Picosecond superconducting single-photon optical detector // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V. 79, № 6. P. 705–707.
8. Kerman A.J. et al. Constriction-limited detection efficiency of superconducting nanowire single-photon detectors // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V. 90, № 10. P. 101110.
9. Dorenbos S.N. et al. Low noise superconducting single photon detectors on silicon // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 93, № 13. P. 131101.
10. Hadfield R.H. Single-photon detectors for optical quantum information applications // *Nature Photon.* 2009. V. 3, № 12. P. 696–705.
11. Berdiyrov G.R., Milošević M.V., Peeters F.M. Spatially dependent sensitivity of superconducting meanders as single-photon detectors // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 100, № 26. P. 262603.
12. Zotova A.N., Vodolazov D.Y. Photon detection by current-carrying superconducting film: A time-dependent Ginzburg-Landau approach // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 85, № 2. P. 024509.
13. Natarajan C.M., Tanner M.G., Hadfield R.H. Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications // *Supercond. Sci. Technol.* 2012. V. 25, № 6. P. 063001.
14. Gaudio R. et al. Inhomogeneous critical current in nanowire superconducting single-photon detectors // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 105, № 22. P. 222602.
15. Renema J.J. et al. The effect of magnetic field on the intrinsic detection efficiency of superconducting single-photon detectors // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 106, № 9. P. 092602.
16. Rosticher M. et al. A high efficiency superconducting nanowire single electron detector // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 97, № 18. P. 183106.
17. Semenov A.D., Gol'tsman G.N., Sobolewski R. Hot-electron effect in superconductors and its applications for radiation sensors // *Supercond. Sci. Technol.* 2002. V. 15, № 4. P. R1–R16.
18. Kozorezov A.G. et al. Quasiparticle-phonon downconversion in nonequilibrium superconductors // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 61, № 17. P. 11807–11819.
19. Yang J.K.W. et al. Modeling the Electrical and Thermal Response of Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 2007. V. 17, № 2. P. 581–585.
20. Brandt E.H. The Flux-Line Lattice in Superconductors // *Rep. Prog. Phys.* 1995. V. 58, № 11. P. 1465–1594.
21. Berdiyrov G.R. et al. Magnetoresistance oscillations in superconducting strips: A Ginzburg-Landau study // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 86, № 22. P. 224504.
22. Berdiyrov G.R. et al. Large Magnetoresistance Oscillations in Mesoscopic Superconductors due to Current-Excited Moving Vortices // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 109, № 5. P. 057004.

23. Hernández A.D., Domínguez D. Dissipation spots generated by vortex nucleation points in mesoscopic superconductors driven by microwave magnetic fields // *Phys. Rev. B*. 2008. V. 77, № 22. P. 224505.
24. Bardeen J., Stephen M.J. Theory of the Motion of Vortices in Superconductors // *Phys. Rev.* 1965. V. 140, № 4A. P. A1197–A1207.
25. Gershenzon E.M. et al. Heating of electrons in superconductor in the resistive state due to electromagnetic radiation // *Solid State Communications*. 1984. V. 50, № 3. P. 207–212.
26. Marsili F. et al. Hotspot relaxation dynamics in a current-carrying superconductor // *Phys. Rev. B*. 2016. V. 93, № 9. P. 094518.
27. Sheikhzada A., Gurevich A. Dynamic pair-breaking current, critical superfluid velocity, and nonlinear electromagnetic response of nonequilibrium superconductors // *Phys. Rev. B*. 2020. V. 102, № 10. P. 104507.
28. Tanaka K. et al. Highly sensitive and wideband optical detection in patterned  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  thin films // *Appl. Phys. Lett.* 1996. V. 68, № 22. P. 3174–3176.
29. Córdoba-Camacho W.Y. et al. Between types I and II: Intertype flux exotic states in thin superconductors // *Phys. Rev. B*. 2016. V. 94, № 5. P. 054511.
30. Bean C.P., Livingston J.D. Surface Barrier in Type-II Superconductors // *Phys. Rev. Lett.* 1964. V. 12, № 1. P. 14–16.
31. Pashkovskaia V.D., Saraiva T.T., Vasenko A.S., Dissipation effects in superconducting thin films at the vicinity of the Bogomolny point, book of abstracts of the International Conference on Superconductivity and Magnetism (ICSM2023), 4-11 May 2023, Fethiye, Turkey.
32. Pashkovskaia V.D., Vagov A.V., Shanenko A.A., Vasenko A.S., and Saraiva T.T., Elongated vortex cores and pre-formation of phase-slip centers at the vicinity of the Bogomolny point, сборник тезисов 3ей международной школы "Обработка квантовой информации в сверхпроводниковых системах", 31 июля - 5 августа, Санкт-Петербург, Россия.

## **5. Локальные и глобальные диаграммы направленности фототока из плазмонных наночастиц**

### **5.1 Введение**

В современной нанооптике относительно недавно возникла новая дисциплина – «Наука и технология плазмонно-индуцированных горячих носителей» [1], которая находит множество применений, прежде всего в фотовольтаике [1, 2], фотодетектировании [1, 3, 4] и фотокатализе [5, 6]. Очевидно, самые важные характеристики наноплазмонных структур (устройств) для вышеуказанных приложений являются внутренняя и внешняя квантовая эффективность (КЭ), характеризующая генерацию горячих электронов и

фотоэмиссию электронов в окружающую среду (зону проводимости полупроводника или электролита) из металлических структур при их освещении светом [1-9]. С другой стороны, усиленная фотоэмиссия электронов из плазмонных наноплазмонных антенн в вакууме является причиной того, что новая дисциплина очень интересна и для такого классического применения металлов, как фотокатоды [10-22]. Понятно, что в случае применения в наноплазмонных фотокатодах существенной характеристикой, помимо внутренней и внешней квантовой эффективности, становится направленность фотоэмиссии электронов (или угловое распределение фотоэмиссии) из плазмонных наноплазмонных антенн [17-22].

Помимо важности углового распределения фотоэмиссионного тока для правильного проектирования наноплазмонных катодов, изучение прочих его характеристик может пролить свет на физику фотоэмиссии электронов. А именно, доминирующий механизм электронного фотоэффекта из металлической наночастицы – объемный или поверхностный [7, 8, 23] – может быть определен путем измерения диаграммы направленности электронной фотоэмиссии – см., например, работу [21]. Поскольку картина может сильно зависеть и от плазмонной моды, возбуждаемой в наночастице, в которой и происходит поглощение энергии электронами металла с последующей эмиссией электронов в окружающую матрицу, то можно идентифицировать эту моду по картине направленности фотоэмиссии электронов.

В нашей работе мы развиваем полуаналитическую теорию угловой направленности электронной фотоэмиссии (далее просто «картина фотоэмиссии») из плазмонных наночастиц. В частности, введены понятия локальной (в ближней зоне наночастицы) и глобальной (в дальней зоне наночастицы) диаграмм направленности электронной фотоэмиссии. Мы рассматриваем как поверхностный, так и объемный механизмы фотоэмиссии с возбуждением различных плазмонных мод. Формулы для расчета диаграммы направленности выведены для наночастиц произвольной формы и проиллюстрированы на примере сферической наночастицы.

Следует отметить, что хотя наша теория развивается только для однофотонной фотоэмиссии, полученные результаты легко обобщаются на многофотонный фотоэффект. Обобщение поверхностного эффекта, в частности, может быть основано на подходах, изложенных в работе [24].

В разделе «Постановка задачи ...» дана постановка задачи, введены понятия локальной (ближняя область) и глобальной (дальняя область) диаграмм направленности фототока, а также выведена связывающая их формула для наночастиц произвольной формы. Выведенные формулы проиллюстрированы для сферических наночастиц с осесимметричными ТМ- и ТЕ-дипольными и ТМ-квадрупольными модами. В разделе

«Глобальная диаграмма направленности фототока из сферических наночастиц» представлены численные результаты для сферических частиц.

## 5.2 Основная часть

Состояние проблемы на момент исследования. Связь между локальной и глобальной диаграммами направленности фототока из плазмонных наночастиц.

Рассмотрим металлическую наночастицу произвольной формы в вакууме, в которой действует плазмонная мода [локальный поверхностный плазмон (ЛСП)] частоты  $\omega$  с электрическим полем  $\mathbf{E}_l(\mathbf{R})$  ( $\mathbf{R}$  – радиус-вектор, отсчитываемый от начала координат  $O$ ,  $l$  – номер мода) внутри наночастицы возбуждается внешним полем, скажем, плоской (или неплоской) волной – см. рис. 1. Электроны металла поглощают кванты  $\hbar\omega$  плазмонной моды на поверхности или внутри наночастицы, а затем могут испускаться в вакуум – эффекты, известные как поверхностная и объемная фотоэмиссия, в терминах классификации Тамма и Шубина – см. [23], а также [8]. Обратите внимание, что некогерентный и когерентный транспорт электронов от металлических наночастиц, обсуждаемый в [25], по сути, объемная или поверхностная фотоэмиссия соответственно.

Число электронов  $du'_e(\mathbf{R}_{O'})$  [1/с], эмитируемых в единицу времени с площади поверхности  $dS$  наночастицы в точке  $O'$ , определяемой радиусом-вектором  $\mathbf{R}_{O'}$ , в телесный угол  $d\Omega'$  в направлении  $\Omega'$  (см. рисунок 5.1), можно записать как

$$du'_e(\Omega', \mathbf{R}_{O'}) = g(\Omega', \mathbf{R}_{O'}) \cdot d\Omega' \cdot dS \quad (5.1)$$

где  $g(\Omega', \mathbf{R}_{O'})$  по определению – локальная диаграмма направленности электронной фотоэмиссии. Штрих в обозначении переменной здесь и далее означает, что переменная рассматривается в сферических координатах, определяемых осью  $z'$ , нормальной к поверхности наночастицы в месте площади  $dS$  (точка  $O'$ , см. рисунок 5.1):  $\Omega' \equiv \{\theta', \varphi'\}$  так что  $g(\Omega', \mathbf{R}_{O'}) \equiv g(\theta', \varphi'; \mathbf{R}_{O'})$ . Очевидно, что интегрирование скорости фотоэмиссии (уравнение (5.1)), по  $\Omega'$  дает плотность скорости фотоэмиссии  $j_{em}(\mathbf{R}_{O'})$  из наночастицы в точке  $O'$ :

$$j_{em}(\mathbf{R}_{O'}) = \int d\Omega' g(\Omega', \mathbf{R}_{O'}) \quad (5.2)$$

и последующее интегрирование по поверхности наночастицы дает общую скорость фотоэмиссии из наночастицы [7-8].

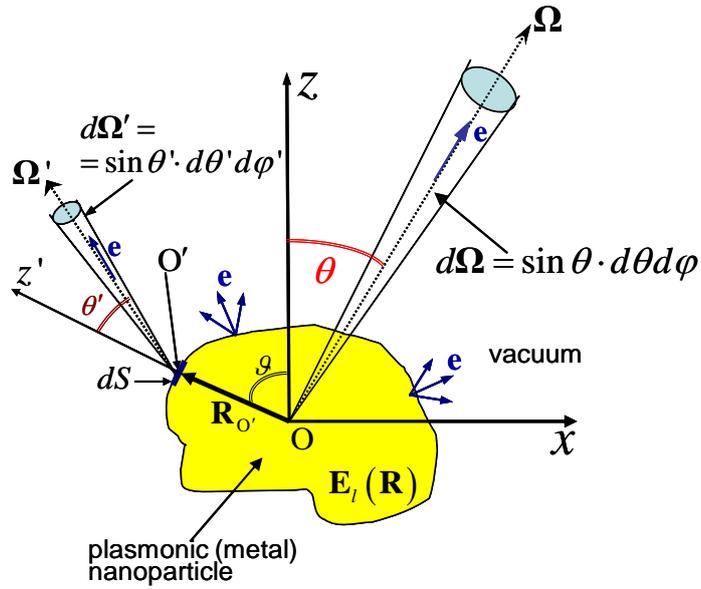


Рисунок 5.1 – К определению локальной и глобальной диаграмм направленности фотоэмиссии. Внешнее поле (не показано) возбуждает плазмонную моду 1 электрическим полем  $\mathbf{E}_l(\mathbf{R})$  ( $\mathbf{R}$  — радиус-вектор из начала координат  $O$ ; для случая сферической наночастицы  $O$  — центр сферы). Поле генерирует в наночастице горячие электроны, которые могут испускаться из нее (синие стрелки). Электроны, вылетевшие из области  $dS$ , расположенной в точке  $O'$  на поверхности наночастицы и заданной радиусом-вектором  $\mathbf{R}_{O'}$  ( $\vartheta$  — полярный угол вектора  $\mathbf{R}_{O'}$  относительно оси  $z$ ), в телесный угол  $d\Omega' = \sin \theta' \cdot d\theta' d\varphi'$ , отсчитываемый от оси  $z'$ , нормальной к площади  $dS$ , определяют локальная диаграмма направленности  $g(\Omega', \mathbf{R}_{O'})$  от области  $dS$ : скорость эмиссии в телесный угол  $d\Omega'$  есть  $g(\Omega', \mathbf{R}_{O'}) d\Omega' dS$ . Электроны, вылетающие в телесный угол  $d\Omega = \sin \theta \cdot d\theta d\varphi$  вдали от наночастицы, определяют глобальную диаграмму направленности: ток фотоэмиссии в этот угол равен  $G(\Omega) d\Omega$ .

Локальная диаграмма направленности  $g(\Omega', \mathbf{R}_{O'})$  характеризует «ближнюю фотоэмиссионную зону» наночастицы (по аналогии с соответствующим термином в оптике). С другой стороны, можно ввести глобальную диаграмму направленности фотоэмиссии  $G(\Omega)$ , характеризующую фотоэмиссию в «дальней зоне фотоэмиссии» всей наночастицы в направлении  $\Omega$ , взятом в сферической системе, определяемом неподвижной осью  $z$  (см. рисунок 5.1):  $\Omega = \{\theta, \varphi\}$  так что  $G(\Omega) \equiv G(\theta, \varphi)$ . Соответственно, число электронов  $dU_e$ , вылетающих в единицу времени в телесный угол  $d\Omega$  (см. рис. 5.1), равно

$$dU_e = G(\Omega) \cdot d\Omega \quad (5.3)$$

Глобальную диаграмму направленности фотоэмиссии  $G(\Omega)$  можно выразить через локальную диаграмму направленности фотоэмиссии  $g(\Omega', \mathbf{R}_{O'})$  на поверхности наночастиц. А именно, уравнение (5.1) можно переписать как

$$du'_e(\mathbf{R}_{O'}) = g[\Omega'(\Omega, \mathbf{R}_{O'}), \mathbf{R}_{O'}] \cdot \left[ \frac{d\Omega'(\Omega, \mathbf{R}_{O'})}{d\Omega} \right] \cdot d\Omega \cdot dS \quad (5.4)$$

где  $\Omega'(\Omega, \mathbf{R}_{O'})$  обозначает направление  $\Omega$ , выраженное в сферической системе, определяемое осью  $z'$  в точке  $\mathbf{R}_{O'}$  поверхности наночастицы; а функция  $\left[ \frac{d\Omega'(\Omega, \mathbf{R}_{O'})}{d\Omega} \right]$  описывает преобразование телесных углов из сферической системы («якобиана»), определяемой осью  $z'$ , в систему, определяемую осью  $z$ . Интегрируя уравнение (5.4) по поверхности наночастиц и сравнивая результат с уравнением (5.3), получаем формулу

$$G(\Omega) = \int dS \cdot \left[ \frac{d\Omega'(\Omega, \mathbf{R}_{O'})}{d\Omega} \right] \cdot g[\Omega'(\Omega, \mathbf{R}_{O'}), \mathbf{R}_{O'}] \quad (5.5)$$

Ниже мы приведем общие формулы локальной картины фотоэмиссии  $g(\Omega', \mathbf{R}_{O'})$  для поверхностного и объемного механизмов фотоэмиссии электронов для наночастиц произвольной формы и применим их к наночастицам сферической формы в качестве частного случая.

### 5.3 Глобальная диаграмма направленности фототока из сферических наночастиц

Ниже приведены численные результаты для глобальной диаграммы направленности фотоэмиссии  $G(\Omega)$ , когда ТМ-дипольная, ТМ-квадрупольная или ТЕ-дипольная плазмонные моды возбуждаются в сферических наночастицах, на основе результатов для локальных диаграмм направленности фотоэмиссии  $g(\Omega', \mathbf{R}_{O'})$ .

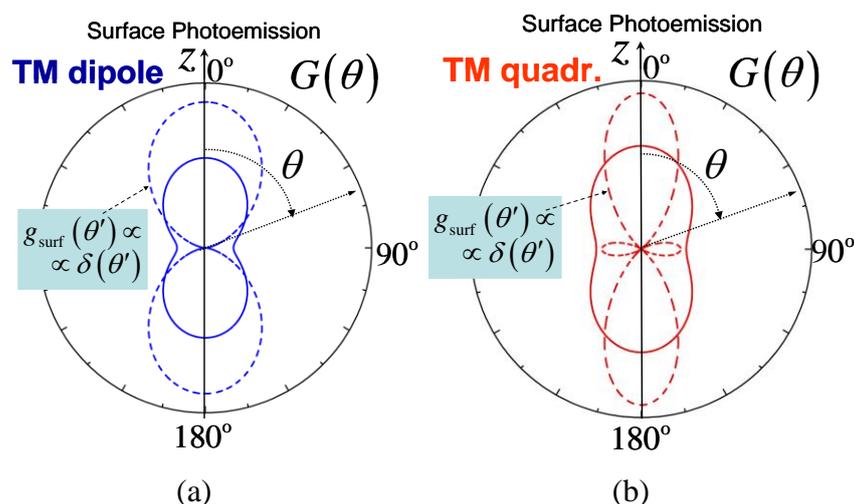


Рисунок 5.2 – Глобальная диаграмма направленности фотоэмиссии для поверхностного механизма фотоэмиссии  $G(\Omega) \equiv G(\theta)$  для дипольной ТМ (а) и квадрупольной ТМ-мод (б) – сплошные кривые. Штриховые кривые получены в предположении, что электроны эмитируются нормально к поверхности наночастицы:  $g_{\text{surf}}(\theta') \propto \delta(\theta')$ .

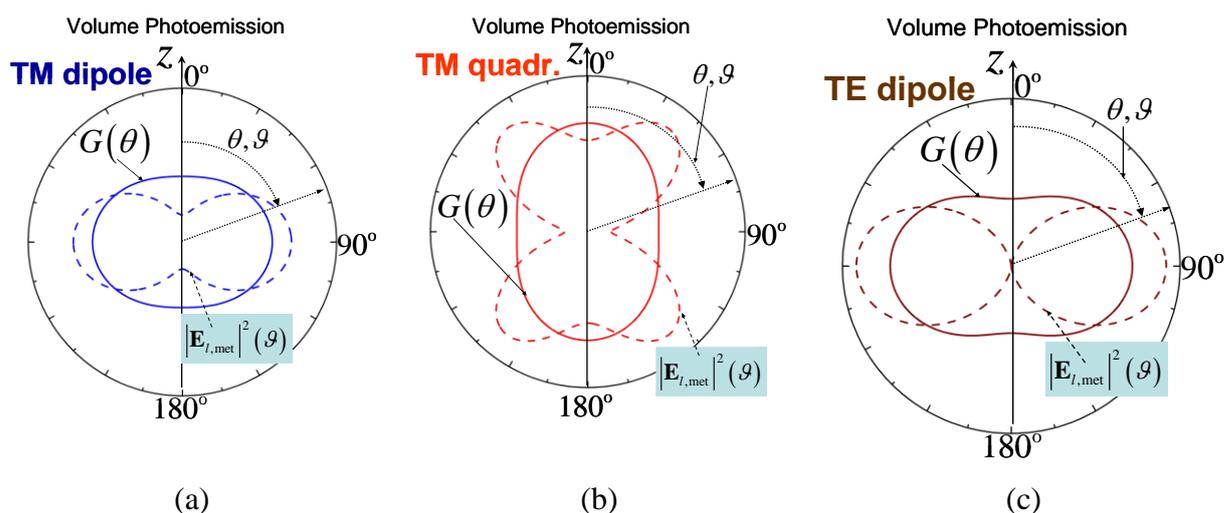


Рисунок 5.3 – Глобальная диаграмма направленности фотоэмиссии  $G(\Omega) \equiv G(\theta)$  для объемного механизма фотоэмиссии для дипольной ТМ (а), квадрупольной ТМ (б) и дипольной ТЕ мод – сплошные кривые. Штриховые кривые показывают квадрат поля  $|\mathbf{E}_{l,\text{met}}|^2$  моды на поверхности наночастицы в металле в зависимости от полярного угла  $\vartheta$ .

### 5.4 Результаты и обсуждение

В работе развита полуаналитическая теория направленности фотоэмиссии из плазмонных наночастиц произвольной формы. В частности, были введены понятия о локальной («ближней фотоэмиссионной зоне» наночастицы) и глобальной фотоэмиссионной (в «дальней фотоэмиссионной зоне» всей наночастицы) закономерностях и установлена связь между ними. Получены формулы для локальной

диаграммы направленности фотоэмиссии для поверхностного и объемного механизмов при заданном распределении поля внутри в плазмонных модах в наночастицах произвольной формы.

Общая теория проиллюстрирована расчетом локальных и глобальных диаграммы направленности фотоэмиссии из сферических наночастиц с возбужденными дипольными и квадрупольными плазмонными модами. Показано, что локальную диаграмму направленности можно эффективно использовать для качественной идентификации того, какой механизм (поверхностный или объемный) доминирует в фотоэмиссии и какая плазмонная мода возбуждается в наночастице. С другой стороны, в глобальной диаграмме направленности фотоэмиссии эти особенности локальной картины, позволяющие идентифицировать механизм фотоэмиссии и режим возбуждения, могут быть сильно сглажены за счет уширения локальной картины после ее усреднения по всей поверхности наночастицы.

Следует отметить, что в экспериментах можно измерить «среднюю» картину, когда эмитированные электроны собираются не в непосредственной близости от поверхности наночастицы (случай локальной фотоэмиссионной картины) и не на расстояниях, существенно превышающих размер наночастицы (случай глобальной картины фотоэмиссии), а на среднем расстоянии – см. экспериментальные схемы, например, в работах [17-19]. В этом случае, как и в случае с картиной локальной диаграммы направленности, рассмотренной выше, можно увидеть особенности, характеризующие механизмы фотоэмиссии и возбужденные моды. Обобщение теории для такой «средней» картины фотоэмиссии можно развить, следуя изложенному нами подходу.

Эти результаты были подробно изложены в докладе [25].

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ К РАЗДЕЛУ 5

1. Brongersma M.; Halas N.; Nordlander P. Plasmon-Induced Hot Carrier Science and Technology. // Nature Nanotech. 2015, 10 (1), 25-34.
2. Atwater H., Polman A. Plasmonics For Improved Photovoltaic Devices. // Nature Mater. 2010, 9 (3), 205-213.
3. Goykhman I., Desiatov B., Khurgin J., Shappir J., Levy U. Locally Oxidized Silicon Surface-Plasmon Schottky Detector for Telecom Regime. // Nano Lett. 2011, 11(6), 2219-2224.
4. Knight M. W., Sobhani H., Nordlander P., Halas N. J. Photodetection with Active Optical Antennas. // Science 2011, 332(6030), 702-704.

5. Zhang Y.; He S., Guo W., Hu Y., Huang J., Mulcahy J. R., Wei W. D. Surface-Plasmon-Driven Hot Electron Photochemistry. // *Chem. Rev.* 2018, 118(6), 2927-2954.
6. Tatsuma T., Nishi H., Ishida T. Plasmon-Induced Charge Separation: Chemistry and Wide Applications. // *Chem. Sci.* 2017, 8(5), 3325-3337.
7. Protsenko I. E., Uskov A. V. Photoemission from Metal Nanoparticles. // *Phys.-Usp.* 2012, 55(5), 508-518.
8. Uskov A. V., Protsenko I. E., Ikhsanov R. Sh., Babicheva V. E., Zhukovsky S. V., Lavrinenko A. V., O'Reilly E. P., Xu H. Internal Photoemission from Plasmonic Nanoparticles: Comparison Between Surface and Volume Photoelectric Effects. // *Nanoscale* 2014, 6(9), 4716-4727.
9. Novitsky A., Uskov A. V., Gritti C., Protsenko I. E., Kardynał B. E., Lavrinenko A. V. Photon Absorption and Photocurrent in Solar Cells below Semiconductor Bandgap due to Electron Photoemission from Plasmonic Nanoantennas. // *Prog. Photovoltaics* 2014, 22(4), 422-426.
10. Polyakov A., Senft C., Thompson K. F., Feng J., Cabrini S., Schuck P. J., Padmore H. A., Peppernick S. J., Hess W. P. // Plasmon-Enhanced Photocathode for High Brightness and High Repetition Rate X-Ray Sources. *Phys. Rev. Lett.* 2013, 110(7), 076802.
11. Grubisic A., Schweikhard V., Baker T. A., Nesbitt D. J. Coherent Multiphoton Photoelectron Emission from Single Au Nanorods: The Critical Role of Plasmonic Electric Near-Field Enhancement. // *ACS Nano*, 2013, 7(1), 87-99.
12. Dombi P., Hörl A., Rácz P., Márton I., Trügler A., Krenn J. R., Hohenester U. Ultrafast Strong-Field Photoemission from Plasmonic Nanoparticles. // *Nano Lett.* 2013, 13(2), 674-678.
13. Hobbs R. G., Yang Y., Fallahi A., Keathley P. D., De Leo E., Kärtner F. X., Graves W. S., and Berggren K. K. High-Yield, Ultrafast, Surface Plasmon-Enhanced, Au Nanorod Optical Field Electron Emitter Arrays. // *ACS Nano* 2014, 8(11), 11474-11482.
14. Hobbs R. G., Putnam W. P., Fallahi A., Yang Y., Kärtner F. X., Berggren K. K. Mapping Photoemission and Hot-Electron Emission from Plasmonic Nanoantennas. // *Nano Lett.* 2017, 17(10), 6069-6076.
15. Karnetzky C., Zimmermann P., Trummer C., Sierra C. D., Wörle M., Kienberger R., Holleitner A. Towards Femtosecond On-Chip Electronics Based on Plasmonic Hot Electron Nano-Emitters. // *Nat. Commun.* 2018, 9(1), 2471-2476.
16. Putnam W. P., Hobbs R. G., Keathley P. D., Berggren K. K., Kärtner F. X. Optical-Field-Controlled Photoemission from Plasmonic Nanoparticles. // *Nat. Phys.* 2017, 13, 335-339.

17. Lehr M., Foerster B., Schmitt M., Krüger K., Sönnichsen C., Schönhense G., Elmers H. J. Momentum Distribution of Electrons Emitted from Resonantly Excited Individual Gold Nanorods. // *Nano Lett.* 2017, 17(11), 6606–6612.
18. Pettine J., Grubisic A., Nesbitt D. J. Angle- and Momentum-Resolved Photoelectron Velocity Map Imaging Studies of Thin Au Film and Single Supported Au Nanoshells. // *J. Phys. Chem. C* 2018, 122(7), 3970-3984.
19. Lang P., Song X., Ji B., Tao H., Dou Y., Gao X., Hao Z., Lin J. Spatial- and Energy-Resolved Photoemission Electron from Plasmonic Nanoparticles in Multiphoton Regime. // *Optics Expr.* 2019, 27(5), 6878-6891.
20. Pettine J., Choo P., Medeghini F., Odom T. W., Nesbitt D. J. Plasmonic Nanostar Photocathodes for Optically-Controlled Directional Currents. // *Nat. Commun.* 2020, 11(1), 1367.
21. Pettine J., Meyer S. M., Medeghini F., Murphy C. J., Nesbitt D. J. Controlling the Spatial and Momentum Distributions of Plasmonic Carriers: Volume vs Surface Effects. // *ACS Nano* 2021, 15(1), 1566-1576.
22. Pettine J., Nesbitt D. J. Emerging Methods for Controlling Hot Carrier Excitation and Emission Distributions in Nanoplasmonic Systems. // *J. Phys. Chem. C* 2022, 126(35), 14767-14780.
23. Tamm I., Schubin S. Zur Theorie des Photoeffektes an Metallen. // *Zeitschrift für Physik.* 1931, 60, 97-113.
24. Yalunin S. V., Gulde M., Ropers C. Strong-Field Photoemission from Surfaces: Theoretical approaches. // *Phys. Rev. B* 2011, 84, 195426.
25. R. Sh. Ikhsanov “Directionality patterns of electron photoemission from plasmonic nanoparticles” // VII International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2023», October 2—6, 2023, oral talk.

## **6 Микромагнитные исследования магнитных объектов со сложной магнитной текстурой**

### **6.1 Моделирование спиновой динамики в спин-трансферных наноосцилляторах**

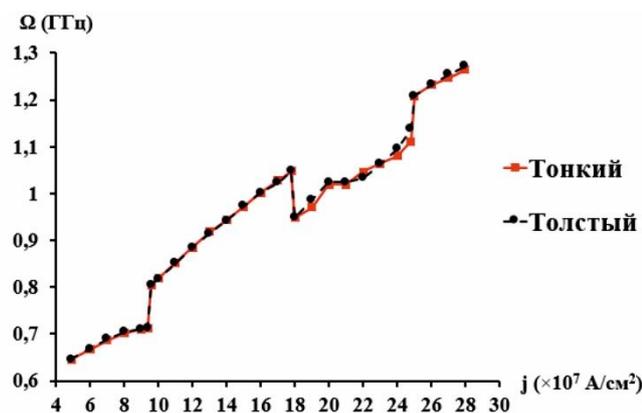
С помощью микромагнитного пакета SPINPM проведено исследование динамики и структуры двух магнитостатически связанных магнитных вихрей в трехслойном наноцилиндре большого диаметра - 400 нм под действием большого по величине спин-поляризованного электрического тока. Рассмотренный круговой наностолбик содержит три слоя: толстый магнитный слой из пермаллоя (толщина 15 нм), промежуточный немагнитный слой (толщина 10 нм) и тонкий магнитный слой из пермаллоя (толщина 4 нм). Магнитные параметры системы для расчетов брались из известных экспериментальных работ. Нелинейную динамику намагниченности описывали с помощью обобщённого уравнение Ландау-Лифшица (ОУЛЛ). Оно содержит дополнительный вращательный момент, ответственный за взаимодействие тока с намагниченностью. Эффективное поле учитываемое в уравнении представляет собой сумму внешнего магнитного поля, полей Эрстеда, магнитостатического и обменного взаимодействий. Дополнительный вращательный момент линейно зависит от величины плотности тока и его поляризации. ОУЛЛ в общем случае представляет собой интегро-дифференциальное уравнение.

Рассмотрено движение вихрей под влиянием больших чем  $j=14 \times 10^7$  А/см<sup>2</sup> величин плотности тока не рассмотренных ранее. Численный эксперимент заключался в следующем. В начальный момент имеем два вихря одинаковой полярности и киральности. Затем включаем спин-поляризованный ток и изучаем связанную динамику вихрей. Из анализа динамики вихрей найдена зависимость от тока частоты и радиуса стационарных колебаний вихря в тонком и толстом магнитных слоях (рис. 6.1). Численный счет показал, что при увеличении величины тока выше некоторого его критического значения, перестает наблюдаться динамическое переключение полярности вихря в толстом магнитном слое. Наблюдается же движение вихрей по круговым траекториям с одинаковым значением частоты. Более детальные расчеты показали, что существует целый диапазон токов от  $j=18 \times 10^7$  А/см<sup>2</sup> до  $j=25 \times 10^7$  А/см<sup>2</sup> (см. рис 6.1), где существует режим стационарных колебаний II вихрей. Отметим, что в данном случае, в отличие от случая режима II вихрей для малых токов, радиусы траекторий вихрей в толстом и тонком слое отличаются на единицы нанометров и уменьшаются с увеличением тока. Время необходимое для выхода на стационарный режим для нашего случая примерно в восемь раз меньше, чем для случая режима II вихрей для малых токов. Кривая зависимости частоты стационарных колебаний

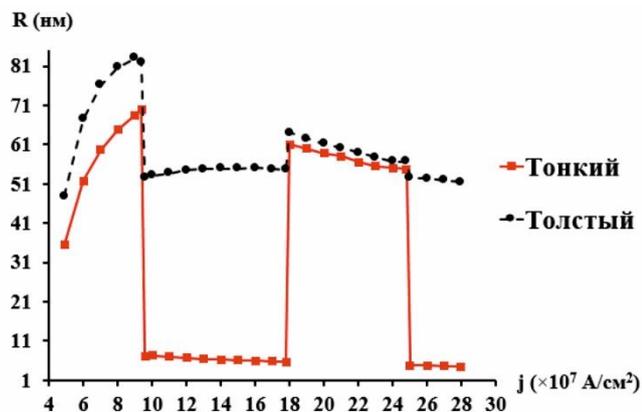
вихрей от тока показывает линейное увеличение с увеличением величины тока и является естественным продолжением кривой, полученной для случая стационарного режима колебаний П-вихрей при малых величинах тока.

При дальнейшем увеличении величины тока, выше  $j=25 \times 10^7$  А/см<sup>2</sup> наблюдается динамическое переключение полярности вихря в толстом магнитном слое. Частота стационарных колебаний АП-вихрей с увеличением величины тока практически линейно увеличивается, а радиус линейно уменьшается. В данном случае радиус движения вихря в тонком слое намного меньше чем в толстом слое. Отметим, что угол наклона прямой зависимости частоты от тока к горизонтальной оси практически такой же, как и для случая П-вихрей. Из рис.6.1 так же видно, что эти зависимости являются естественным продолжением зависимостей, полученных для случая АП-вихрей при малых величинах тока. Исследовано динамическое изменение структуры вихрей [7-9].

Найденный эффект можно использовать для повышения рабочих частот СТНО.



а)



б)

Рисунок 6.1. График зависимости (а) частоты, (б) радиуса стационарного режима движения вихрей от плотности тока.

## 6.2 Описание процессов намагничивания в соединениях семейства $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$ с малой концентрацией неодима на основе экспериментальных данных

### 6.2.1 Обзор литературы

Основное состояние соединений, содержащих цепочки магнитных ионов со спином  $S = 1$  - халдейновские цепочки, является немагнитным, и в спектре магнитных возбуждений имеется спиновая щель [1]. В изоструктурных соединениях семейства  $R_2BaNiO_5$  ( $R$  - редкоземельный ион или ион иттрия) цепочки ионов  $Ni^{2+}$  спинов  $S=1$  вытянуты вдоль оси  $a$  и разделены в плоскости  $bc$  ионами  $R^{3+}$  и  $Ba^{2+}$ . Соединение  $Y_2BaNiO_5$  является типичным примером халдейновского магнетика, в котором щель в спектре магнитных возбуждений порядка 10 МэВ [2].

В соединениях семейства  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$  полная или частичная замена иона  $Y^{3+}$  на редкоземельный магнитный ион  $Nd^{3+}$  приводит к антиферромагнитному упорядочению [3]. Температура Нееля уменьшается с уменьшением концентрации иона неодима в соединении. Магнитные моменты ионов неодима и никеля редуцированы. Халдейновская щель в спектре магнитных возбуждений никеля сохраняется как в парамагнитной области, так и в упорядоченном состоянии [4].

Исследование влияния внешнего магнитного поля на магнитные свойства было проведено только для одного из соединений семейства  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$ . При исследовании полевой зависимости намагниченности в моно- [5] и поликристаллах [6]  $Nd_2BaNiO_5$  было обнаружено два метамагнитных перехода в полях  $B_{cr1} = 9.4$  Тл и  $B_{cr2} = 16.2$  Тл при  $T = 4.2$  К. Процесс намагничивания обусловлен резкой анизотропией редкоземельного иона  $Nd^{3+}$ . При  $B \parallel c$  магнитные моменты иона  $Nd^{3+}$  все время остаются параллельными оси  $c$ , поворачиваясь вдоль направления магнитного поля при  $B > B_{cr2}$ . В интервале полей  $B_{cr1} < B < B_{cr2}$  происходит непрерывный поворот магнитных моментов ионов  $Ni^{2+}$ , причем магнитные моменты двух подрешеток никеля остаются антиферромагнитно направленными друг к другу. В этом интервале полей магнитный момент иона  $Nd^{3+}$  второй подрешетки практически равен нулю. При  $B > B_{cr2}$  магнитные моменты иона  $Ni^{2+}$  составляют с направлением внешнего магнитного поля угол  $35^\circ$  и этот угол не меняется с увеличением поля.

### 6.2.2 Образцы и методы исследования

Поликристаллические образцы  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$  составов  $x = 0.01, 0.02, 0.03, 0.04, 0.05, 0.075$  и  $0.15$  были получены методом твердофазного синтеза. Качество и состав образцов контролировалось рентгеновскими методами. Полевые зависимости

намагниченности при разных температурах были получены на магнетометре MPMS-XL5 SQUID (Quantum Design).

### 6.2.3 Результаты эксперимента и обсуждение

#### 6.2.3.1 Полевые зависимости намагниченности (экспериментальные данные)

Исследованы полевые зависимости намагниченности  $M(B_0)$  при разных температурах для соединений  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$  с  $x = 0.01, 0.02, 0.03, 0.04, 0.05, 0.075$  и  $0.15$ . На рисунке 6.2 для исследованных соединений представлены полевые зависимости намагниченности  $M(B_0)$ , измеренные при температуре  $T = 2$  К.

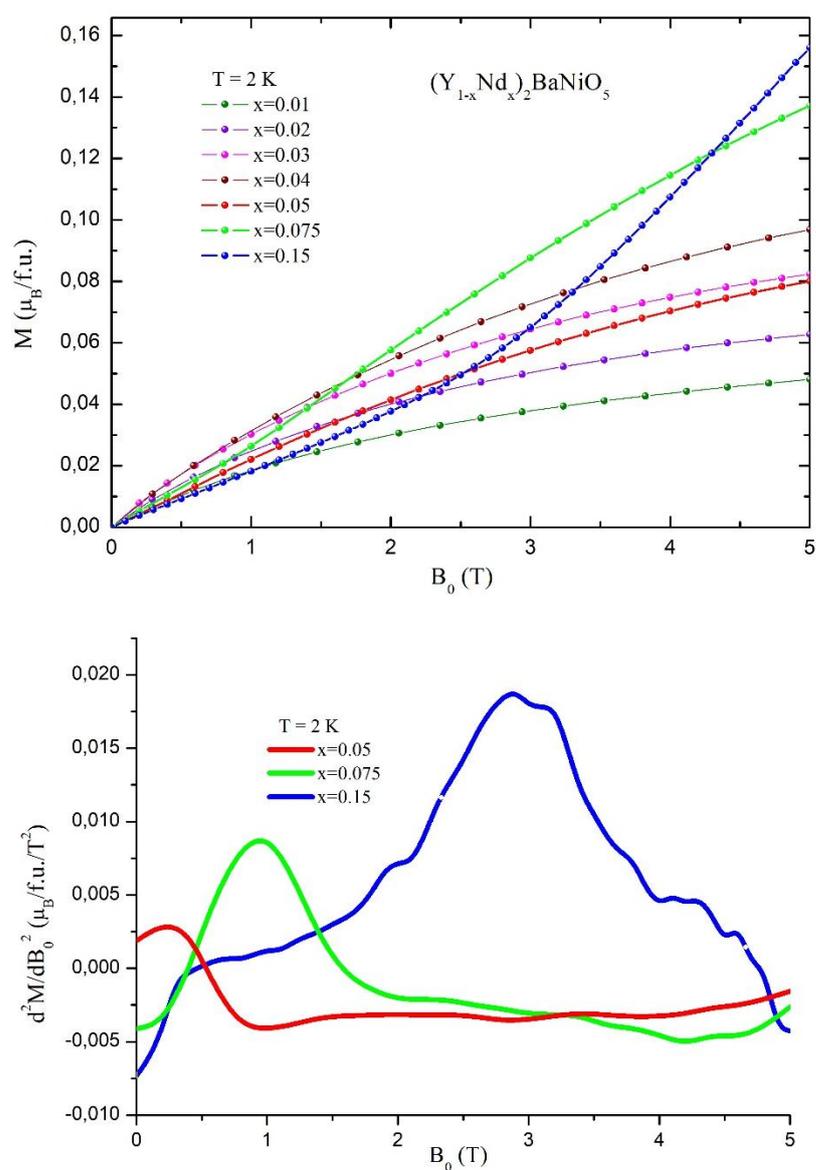


Рисунок 6.2 - Верхняя панель: Полевые зависимости намагниченности, измеренные при температуре  $T = 2$  К. Нижняя панель: Полевые зависимости производной  $d^2M/dB_0^2$ .

На зависимостях  $M(B_0)$  для соединений с  $x \leq 0.04$  никаких аномалий не обнаружено. Для соединений с  $x = 0.05, 0.075$  и  $0.15$  обнаружен излом, который отчетливо виден в виде максимума на полевой зависимости  $d^2M/dB_0^2$ , представленной на рисунке 6.2 (нижняя панель). Величина критического поля  $B_{cr}$ , при котором наблюдается излом на зависимости  $M(B_0)$ , уменьшается с уменьшением концентрации неодима в соединениях  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$ .

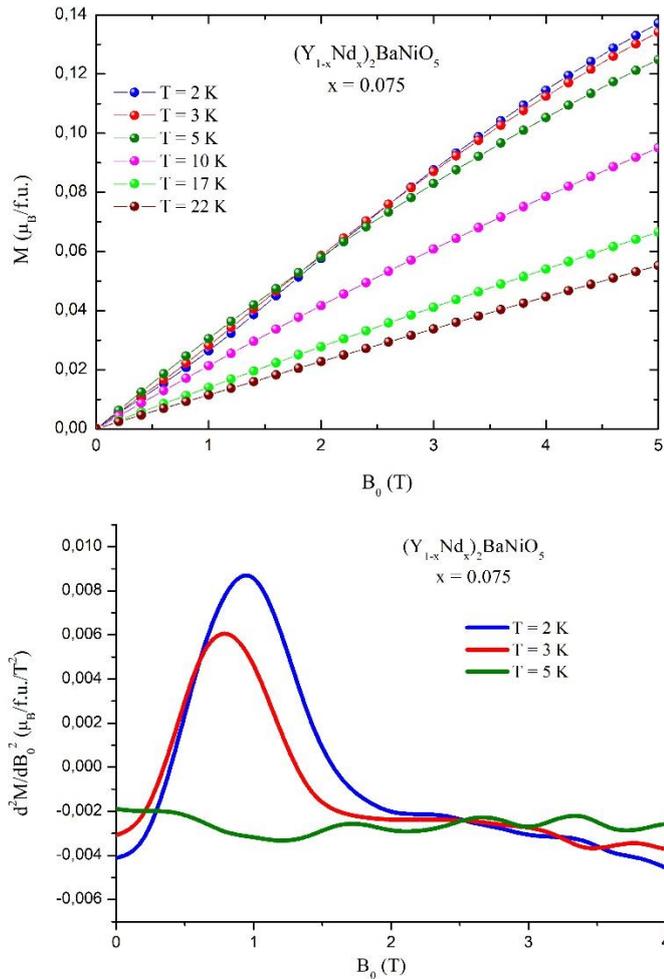


Рисунок 6.3 - Верхняя панель: Полевые зависимости намагниченности для соединения с  $x = 0.075$ , измеренные при разных температурах. Нижняя панель: Полевые зависимости производной  $d^2M/dB_0^2$ .

На рисунке 6.3 представлены полевые зависимости намагниченности  $M(B_0)$  и  $d^2M/dB_0^2$  для соединения с  $x = 0.075$ , измеренные при разных температурах. При увеличении температуры критическое поле  $B_{cr}$ , при котором наблюдается излом на зависимости  $M(B_0)$ , уменьшается. Смещение максимума на полевой зависимости  $d^2M/dB_0^2$ , соответствующего излому на полевой зависимости намагниченности,

происходит вплоть до температуры антиферромагнитного перехода, который для соединения с  $x = 0.075$  происходит при  $T_N = 6\text{К}$ .

### 6.2.3.2 Описание процессов намагничивания.

В соединениях  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$  присутствует два типа магнитных ионов:  $Ni^{2+}$  со спином  $S = 1$  и  $Nd^{3+}$  с  $J=9/2$ . Магнитное упорядочение происходит в подсистеме неодима, при этом никелевая подсистема остается внутренне разупорядоченной, подмагничиваясь внутренним магнитным полем со стороны подсистемы неодима. Взаимодействие между ионами  $Nd^{3+}$  осуществляется через спиновые флуктуации никелевой цепочки. Под действием внешнего и внутреннего магнитного поля, действующего на ионы  $Nd^{3+}$  со стороны ионов  $Ni^{2+}$ , происходит расщепление крамеровских дублетов иона неодима. Спектроскопические исследования показали, что второй крамеровский дублет расположен на 150 К выше, чем основной. Поэтому для оценки вклада неодима в полевую зависимость намагниченности, измеренную при низких температурах, можно учитывать расщепление только основного крамеровского дублета. Ион неодима обладает сильной анизотропией. Значение  $g$ -фактора вдоль оси  $c$  кристалла  $g_c = 5.4$  значительно превышает значения  $g_a = 0.36$  и  $g_b = 0.94$  вдоль кристаллографических осей  $a$  и  $b$ , соответственно. Это приводит к тому, что при любом направлении внутреннего и/или внешнего магнитного поля относительно кристаллографических осей магнитные моменты иона  $Nd^{3+}$  остаются направленными вдоль оси  $c$  кристалла. Нейтронные измерения показали, что в отсутствие внешнего магнитного поля для соединений  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$  с  $x \geq 0.25$  магнитные моменты ионов  $Nd^{3+}$  лежат вдоль оси  $c$  кристалла, а магнитные моменты ионов  $Ni^{2+}$  лежат в плоскости  $ac$  кристалла и отклонены от оси  $c$  на угол  $\gamma = 35^\circ$ . Подсистему ионов неодима, также как и подсистему никеля, можно рассматривать как двухподрешеточные системы, связанные друг с другом антиферромагнитным взаимодействием. В отсутствие внешнего магнитного поля обе подрешетки неодима эквивалентны.

Если внешнее магнитное поле  $B_0$  направлено вдоль осей  $a$  или  $b$  кристалла, то обе подрешетки неодима остаются эквивалентными по отношению к этому полю. Это дает линейный вклад в полевую зависимость намагниченности  $M(B_0)$ . В присутствии внешнего магнитного поля  $B_0 \parallel c$  подрешетки неодима становятся неэквивалентными. Одна подрешетка с компонентами магнитных моментов, направленными вдоль внешнего магнитного поля, намагничивается, а другая подрешетка с противоположной ориентацией магнитных моментов размагничивается. Для корректного описания вклада неодима в намагниченность следует учесть не только поле, действующее на ион  $Nd^{3+}$  со стороны никелевой подсистемы  $B_{ex}^{Nd}$ , но также и взаимодействие магнитных моментов ионов  $Nd^{3+}$

между собой. Проекция на ось  $c$  кристалла эффективного магнитного поля, действующего на ионы  $\text{Nd}^{3+}$ , принадлежащие к 1-ой и 2-ой подрешеткам определяются выражением:

$$\begin{cases} B_{eff\ 1c} = B_0 + B_{ex\ c}^{Nd} + \kappa_{11\ c} M_{1c}^{Nd} + \kappa_{12\ c} M_{2c}^{Nd} \\ B_{eff\ 2c} = B_0 - B_{ex\ c}^{Nd} + \kappa_{11\ c} M_{2c}^{Nd} + \kappa_{12\ c} M_{1c}^{Nd} \end{cases}$$

где  $M_{1c}^{Nd}$  и  $M_{2c}^{Nd}$  - компоненты магнитных моментов неодима 1-ой и 2-ой подрешетки. Параметры  $\kappa_{11}$  и  $\kappa_{12}$  - константы эффективного магнитного поля, действующего на ион неодима со стороны других ионов неодима, с тем же ( $\kappa_{11}$ ) или противоположным ( $\kappa_{12}$ ) направлением магнитного момента.

Согласно экспериментальным данным на полевых зависимостях намагниченности, измеренных при низких температурах, для соединений  $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$  с  $x = 0.15, 0.075$  и  $0.05$  наблюдается излом при некотором критическом поле  $B_{cr}$ . При  $B_0 > B_{cr}$  резко меняется характер зависимости  $M(B_0)$  - она становится выпуклой. Оценки показали, что  $B_{cr} \approx \frac{1}{2} B_{ex}^{Nd} \cos\gamma$ . При  $B_0 = B_{cr}$  эффективное поле, действующее на 1-ую подрешетку неодима в 3 раза больше, чем поле, действующее на 2-ую подрешетку. Мы предполагаем, что при  $B_0 = B_{cr}$  происходит переориентация магнитных моментов неодима 2-ой подрешетки, так что магнитные моменты 1-ой и 2-ой подрешеток стали сонаправлены и направлены вдоль направления внешнего поля. Подтверждением этому предположению служит тот факт, что с увеличением температуры величина критического поля уменьшается. Это происходит из-за того, что с увеличением температуры величина внутреннего поля  $B_{ex}^{Nd}$ , действующего на ион неодима со стороны никелевой подсистемы, уменьшается, при этом, как говорилось ранее,  $B_{cr} \sim B_{ex}^{Nd}$ . Кроме того, с уменьшением  $x$  в соединении  $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$  внутренне магнитное поле  $B_{ex}^{Nd}$  уменьшается, что приводит к уменьшению величины  $B_{cr}$  с уменьшением концентрации неодима. В соединениях  $(\text{Y}_{1-x}\text{Nd}_x)_2\text{BaNiO}_5$  с  $x \leq 0.04$  на полевой зависимости намагниченности никаких аномалий не обнаружено, и вид этой зависимости такой же, как и  $M(B_0)$  при  $B_0 > B_{cr}$  для соединений с  $x > 0.04$ . Можно предположить, что в соединениях с  $x \leq 0.04$  магнитные моменты 1-ой и 2-ой подрешеток неодима сонаправлены при уже в отсутствие внешнего магнитного поля, или, по крайней мере, переориентация магнитных моментов неодима 2-ой подрешетки происходит при очень малых полях. Результаты работы изложены в статье [10].

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ К РАЗДЕЛУ 6

1. Haldane F.D.M. Nonlinear field theory of large-spin Heisenberg antiferromagnets: semiclassical quantized solitons of the one-dimensional easy-axis Néel state // Phys.Rev.Lett. 1983. V. 50. P.1153-1156.

2. Darriet J., Regnault L.P. The compound  $Y_2BaNiO_5$ : A new example of a Haldane gap in a  $S = 1$  magnetic chain// Solid State Commun. 1993. V. 86. P. 409–412.
3. Yokoo T., Zheludev Z., Nakamura M., and Akimitsu J. Ni-chain gap excitations in  $(Nd_xY_{1-x})_2BaNiO_5$ : One-dimensional to three-dimensional crossover// Phys. Rev. B. 1997. V. 55. P. 11516–11520.
4. Zheludev A., Tranquada J.M., Vogt T., and Buttrey D.J. Magnetic gap excitations in a onedimensional mixed spin antiferromagnet  $Nd_2BaNiO_5$  // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 7210–7215.
5. S. Okubo, H. Ohta, T. Tanaka, T. Yokoo, J. Akimitsu, High-field magnetization measurement of three-dimensional antiferromagnet  $Nd_2BaNiO_5$  single crystal //Physica B. 2000. 284, 1475-1476.
6. E.A. Popova, S.A.Klimin, M.N.Popova, R. Klingeler, N.Tristan, B.Büchner, A.N. Vasil'ev, Behavior of the magnetic subsystems in  $Nd_2BaNiO_5$ // Journal of Experimental and Theoretical Physics, 2014, Vol. 118( 4), 611-620.
7. Г.И. Антонов, Е.Г. Екомасов, К. А. Звездин, Н. Г. Пугач Новый стационарный режим связанных колебаний вихрей в трехслойном спин-трансферном наноосцилляторе при больших значениях токов // Физика металлов и металловедение, принята к печати (письмо редакции от 4 октября 2023 г.).
8. Ekomasov E.G., Zvezdin K.A., Antonov G.I., Filippova V.V. Dynamics and transformation of magnetic vortices in a spin-transfer nanooscillator // BOOK OF ABSTRACTS International Conference “Functional Materials” (ICFM-2023) October 2 – 6, 2023 Russia, Crimea, Foros – с. 52.
9. Филиппова В.В., Степанов С.В., Саломасов А.А., Фасхутдинов Р.А., Екомасов Е.Г. Влияние геометрических размеров слоев на связанную динамику магнитных вихрей в спин-трансферных наноосциллятор // Сборник тезисов II Всероссийской молодежной школы-конференции «Современные физика, математика, цифровые и нанотехнологии в науке и образовании (ФМЦН-23)», посвященной 80-летию со дня рождения д.ф.-м.н., профессора Р.С.Сингатуллина. 18-20 апреля 2023 г., г. Уфа / – Уфа: Издательство БГПУ, 2023. – 273 с. – ISBN 978-5-907730-19-9
- 10.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В соответствии с планом, проводились исследования различных низкоразмерных сверхпроводящих, полимерных, и магнитных систем.

Было исследовано влияние материала электрода на параметры квазидвумерного электронного газа, сформированного вдоль границы раздела полимер/полимер. Установлено, что уменьшение эффективной работы выхода электродного металла позволяет получить структуру с большей проводимостью и подвижностью носителей заряда по сравнению с металлами с большей работой выхода.

Исследованы структуры сверхпроводник/полимерный диэлектрик/ сверхпроводник с массивным сверхпроводником Nb. Обнаружено, что при температурах сверхпроводящего перехода Nb образцы проявляют особенности, которые можно объяснить эффектом индуцированной сверхпроводимости в тонкой пленке проводящего полимера, заключенной между двумя массивными сверхпроводниками. Установлено влияние толщины полимерного материала на размытость области перехода в области температура сверхпроводящего перехода Nb.

Экспериментально исследованы транспортные характеристики тонкопленочных слоистых структур индий – полидефинеленфталид – индий в широком температурном диапазоне. При температурах ниже  $\sim 3,4$  К наблюдаются особенности, которые могут быть объяснены эффектом наведенной сверхпроводимости в тонкой пленке проводящего полимера, заключенного между двумя массивными сверхпроводниками (индий). С большой степенью вероятности можно исключить наличие тривиальных металлических закороток из индия сквозь толщу полимера. Характер зависимостей критического тока от температуры отличается от типичной для классических сверхпроводников.

Обнаруженные закономерности представляют существенный интерес для физики конденсированного состояния, физического материаловедения и требуют продолжения исследований.

Также экспериментально исследовались транспортные характеристики структур «нормальный металл – изолятор - сверхпроводник» в низкотемпературном пределе. При напряжениях инжекции выше сверхпроводящей щели наблюдаются немонотонные зависимости туннельного квазичастичного тока от магнитного поля, которые могут быть объяснены когерентным квазичастичным транспортом.

Обнаруженные закономерности представляют существенный интерес для физики конденсированного состояния, физического материаловедения, имеют практическую значимость при проектировании устройств сверхпроводящей наноэлектроники и повышении стабильности квантовых вычислений.

Была разработана модель для численного расчета квантового размерного эффекта с учетом немагнитного рассеяния в объеме тонких пленок алюминия. Также разработан метод для расчета особенностей ДОС проявляющихся при различных толщинах сверхпроводящего слоя, вызванных влиянием ферромагнитного изолятора. Обнаружено немонотонное поведение ДОС по длине сверхпроводящего слоя. На основе полученных результатов можно утверждать, что решения для толстых сверхпроводников могут сильно отличаться от тонких, и в них могут возникнуть совершенно разные зависимости ДОС [14].

Была разработана микроскопическая теория андреевских процессов и сверхпроводящего диодного эффекта в структурах сверхпроводник/ ферромагнетик на поверхности трехмерного топологического изолятора. Было показано, что в таких структурах возникает т.н. гибридное спиральное состояние, характеризующееся модуляцией фазы параметра порядка вдоль границы сверхпроводник/ ферромагнетик. Данное спиральное состояние приводит к невзаимности критических токов в разных направлениях.

Нами была рассчитана эффективность сверхпроводящего диодного эффекта при различных параметрах структуры. Расчеты были произведены методом квазиклассических гриновских функций. При этом были использованы как линеаризованные, так и нелинейные уравнения в одномодовом и многомодовом подходах. Было произведено сравнение методов и показано, что эффективность сверхпроводящего диода может с хорошей точностью быть рассчитана с помощью самосогласованного решения линейных уравнений.

Также была изучена динамика абрикосовских вихрей в тонких сверхпроводящих пленках методом решения обобщенных уравнений Гинзбурга-Ландау и изучена диссипация тепловой энергии в результате движения вихрей.

В настоящее время большое внимание привлекает фотоэмиссия из металлических наноструктур, частично покрытых тонким слоем, непрозрачным для фотоэлектронов. Разработанная нами теория показывает, что измерения диаграмм направленности фотоэмиссии могут быть полезны как при разработке фотокатодов на основе плазмонных наноструктур, в плазмонных фотодетекторах, в плазмонном фотокатализе и других плазмонных приложениях, так и при освещении физики фотоэмиссии электронов из металлических наноструктур. Эти результаты подробно изложены в докладе [35].

Было исследовано влияние спин поляризованного тока величиной выше ранее изученного диапазона на связанную динамику вихрей в спин-трансферных наноосцилляторах большого диаметра (400 нм). Построена диаграмма зависимости от величины спин поляризованного тока частоты и радиуса стационарных связанных колебаний магнитных

вихрей в спин-трансферном наноосцилляторе. Исследовано динамическое изменение структуры вихрей. Даны рекомендации по повышению рабочих частот спин-трансферных наноосцилляторов большого диаметра (400 нм).

Исследованы полевые зависимости намагниченности в соединениях семейства  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$  с малой концентрацией неодима.

На полевой зависимости намагниченности для соединений с  $x = 0.05, 0.075$  и  $0.15$  обнаружена аномалия в виде излома. Предложена модель, описывающая эту аномалию. Критическое поле, при котором наблюдается излом, пропорционально величине внутреннего магнитного поля, действующего на ион неодима со стороны никелевой подсистемы. При  $B_0 = B_{cr}$  происходит переориентация магнитных моментов неодима 2-ой подрешетки, так что магнитные моменты обеих подрешеток неодима сонаправлены и расположены вдоль направления внешнего поля. На зависимостях  $M(B_0)$  для соединений с  $x < 0.05$  никаких аномалий не обнаружено.

Все результаты исследований были получены впервые.

Поставленные задачи выполнены полностью. Исследования проведены на международном научном уровне, что подтверждается высоким статусом публикаций.

По результатам работ опубликованы или приняты в печать в 2023г 12 научных статей в источниках, индексируемых в РИНЦ [1-3,7,8,11,12,19,20,24,32,36]. Из них - 6 статей в журналах, индексируемых в международных базах данных WoS и Scopus [1,7,11,12,24,32], а также опубликовано 22 тезисов [4-6,9,13-18,21-23,25-31,33,34] и сделано еще 9 докладов на международных и российских конференциях, тезисы которых не публиковались [10,35,37-43].

Кроме этого, по проекту проведен 1 семинар, 2 семинара с онлайн-сопровождением, 1 рабочее совещание онлайн, и 1 стажировка студента МИЭМ, молодого сотрудника НУЛ КНЭ МИЭМ ВШЭ в БГПУ (Уфа).

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ (Публикации по проекту)

1. Non-Conjugated Poly (Diphenylene Phthalide)—New Electroactive Material / D.D. Karamov, A.F. Galiev, A.A. Lachinov [et. al.] //Polymers. – 2023. – vol. 15. – iss. 16. – P. 3366.
2. Исследование полимер-полимерных интерфейсов методом атомно-силовой микроскопии / В.М. Корнилов, Д.Д. Карамов, А.Н. Абакумов [и др.]//Известия УНЦ РАН. – 2023. – №. 2. – С. 5-14.
3. Влияние частоты переменного поля на электрофизические свойства полимерных пленок / В. М. Корнилов, Д.Д. Карамов, Т.Р. Хусаинов [и др.]// Известия УНЦ РАН. – 2023. – №. 2. – С. 20-27.
4. Interfaces between submicron polydiphenylenephthalide films – new possibilities for sensor applications / D.D. Karamov, A.N. Lachinov, A.F. Galiev [et. al.] // IFSOE 2023 9th international fall school on organic electronics. – 2023. –P. 27.
5. Индуцированный транспорт носителей заряда в несопряженных полимерах / А.Н. Лачинов, А.Ф. Галиев, Д.Д. Карамов, К.Ю. Арутюнов //Физика конденсированных состояний. Сборник тезисов III Международной конференции, посвященной 60-летию ИФТТ РАН. Черноголовка. – 2023. – С. 87.
6. Аномальная электропроводность тонких пленок органических диэлектриков / А.Н. Лачинов, К.Ю. Арутюнов, Д.Д. Карамов [и др.]// Комплексный анализ, математическая физика и нелинейные уравнения сборник материалов Международной научной конференции. —Уфа. – 2023. – С. 69.
7. Транспортные свойства слоистых гетероструктур на базе проводящего полимера / К.Ю. Арутюнов, К.А. Беляев, В.В. Артемов [и др.]// ФТТ. 2023. – Т. 65 – №.1. – С. 151-156.
8. Низкотемпературный электронный транспорт в гибридных тонкопленочных наноструктурах на базе электропроводящего полимера / К.Ю. Арутюнов, А.С. Гурский, С.Д. Монахова [и др.]// Известия уфимского научного центра РАН. – 2023. – № 1. – С. 42–48
9. Расчёт наведённой намагниченности в сверхпроводнике при контакте с ферромагнитным диэлектриком / Д.В. Селезнёв, Н.Г. Пугач, В.О. Яговцев, Е.Г. Екомасов //Фундаментальная математика и её приложения в естествознании: тезисы докл. междуна. конф. (Уфа, 19—22 май 2023 г.). – Уфа: НИЦ «Аэтерна», 2023. —с. 145.

10. Seleznev, D.V. Electron density of states modified by the inverse proximity effect in superconductor ferromagnetic insulator bilayers [Report] / D.V. Seleznev // Third Chinese-Russian Scientific and Technical Forum. (Harbin, 23—25 October 2023).
11. Обратный эффект близости в гетероструктурах сверхпроводник-ферромагнитный диэлектрик/ Д.В. Селезнёв, В.О. Яговцев, Я. В. Туркин, Н.Г. Пугач, [и др.]/ Физика Металлов и Металловедение –2023, – т. 124, – № 1. – с. 196-203.
12. Динамический эффект близости в гибридных структурах сверхпроводник/ферромагнитный диэлектрик / Я. В. Туркин, Н.Г. Пугач, Е.Г. Екомасов, Б.Г. Львов // Физика металлов и металловедение. – 2023. – Т. 124. – № 1. – С. 42-48.
13. N.G. Pugach, Magnetodynamic influence on the superconducting condensate in superconducting-magnetic hybrids, "Superstripes 2023" Quantum Complex Matter Ischia (Naples) Italy, June 26- July 1, 2023.
14. N.G. Pugach, Inverse proximity effect in statics and dynamics of bilayers superconductor-ferromagnet, invited talk at Samarkand International Symposium on Magnetism” (SISM-2023), July 2-6 2023, Samarkand Uzbekistan.
15. Амиров Э.Ш. Исследование уровней Ландау на поверхности топологического изолятора с заданным беспорядком / Э.Ш. Амиров, А.С. Васенко, Т. Карабасов //Современные физика, математика, цифровые и нанотехнологии в науке и образовании (ФМЦН-23): II всероссийская молодежная школа-конференция (Уфа 18-20 апреля 2023). – Уфа: Изд-во БГПУ, 2023, – с. 60.
16. Арутюнов К.Ю. Релаксация квазичастичных возбуждений в сверхпроводнике при сверхнизких температурах / К.Ю. Арутюнов //Современные физика, математика, цифровые и нанотехнологии в науке и образовании (ФМЦН-23): II всероссийская молодежная школа-конференция (Уфа 18-20 апреля 2023). Уфа: Изд-во БГПУ, 2023, – с. 62.
17. Ихсанов Р.Ш. Диаграмма направленности фототока из металлической наносферы, проходящего по объемному и поверхностному механизмам фотоэмиссии/ Р.Ш. Ихсанов //Современные физика, математика, цифровые и нанотехнологии в науке и образовании (ФМЦН-23): II всероссийская молодежная школа-конференция (Уфа 18-20 апреля 2023). – Уфа: Изд-во БГПУ, 2023. – с. 93.
18. Попова Е.А. Взаимодействия магнитных подсистем в квазиодномерных халдейновских магнетиках  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$  / Е.А. Попова//Современные физика, математика, цифровые и нанотехнологии в науке и образовании (ФМЦН-23): II всероссийская молодежная школа-конференция (Уфа 18-20 апреля 2023). – Уфа:

- Изд-во БГПУ, 2023. – с. 118.
19. Амиров Э.Ш. Уровни Ландау на поверхности топологического изолятора с заданным беспорядком / Э.Ш. Амиров, Т. Карабасов, А.С. Васенко // Избранные труды II Всероссийской молодежной школы-конференции «Современные физика, математика, цифровые и нанотехнологии в науке и образовании (ФМЦН-23)», посвященной 80-летию со дня рождения д.ф.-м.н., профессора Р.С.Сингатуллина. (г. Уфа, 18-20 апреля 2023 г.), – Уфа: Издательство БГПУ, 2023. – с. 20.
  20. Туркин Я.В. Инжектирование спинового сверхпроводящего тока путем прецессии намагниченности / Я.В. Туркин, А.Е. Шагаева, Н.Г. Пугач // Избранные труды II Всероссийской молодежной школы-конференции «Современные физика, математика, цифровые и нанотехнологии в науке и образовании (ФМЦН-23)», посвященной 80-летию со дня рождения д.ф.-м.н., профессора Р.С.Сингатуллина. (г. Уфа, 18-20 апреля 2023 г.), – Уфа: Издательство БГПУ, 2023. – с. 56.
  21. Туркин Я. В. Спиновая динамика квазичастиц в гибридных структурах сверхпроводник/ ферромагнитный изолятор с прецессирующей намагниченностью / Я.В. Туркин, Н.Г. Пугач // Современная физика, математика, цифровые и нанотехнологии в науке и образовании (ФМЦН-23): II всероссийская молодежная школа-конференция (г. Уфа, 18-20 апреля 2023 г.). – Уфа: Изд-во БГПУ, 2023. – с. 133-134.
  22. Туркин Я. В. Спиновая накачка в гибридных структурах сверхпроводник/ферромагнитный диэлектрик. СКЭС/Я.В. Туркин, Н.Г. Пугач // Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления (СКЭС-2023): XX всероссийская конференция (г. Москва 25 мая 2023 г.). – Москва-Ижевск: Изд-во Институт Компьютерных исследований, 2023. – с. 95.
  23. Квантовый размерный эффект в тонких сверхпроводящих пленках алюминия / Д.Г. Безымянных, Н.Г. Пугач, Е.А. Седов, К.Ю. Арутюнов // Сборник тезисов II Всероссийской молодежной школы-конференции «Современные физика, математика, цифровые и нанотехнологии в науке и образовании (ФМЦН-23)», посвященной 80-летию со дня рождения д.ф.-м.н., профессора Р.С. Сингатуллина, (г. Уфа, 18-20 апреля 2023 г.), – Уфа: изд-во. БГПУ, 2023. – с. 70
  24. Superconducting Diode Effect in Topological Hybrid Structures /Т. Karabassov, E. Amirov, I.V. Bobkova [et. al.]// Condensed Matter. – 2023. – vol. 8. – No. 36. – P. 1-12.
  25. Vasenko A.S. Superconducting diode effect in topological hybrid structures / A.S. Vasenko // сборник тезисов международной конференции «Сверхпроводимость в наноструктурах 2023» (Supernano-2023) (Сколково, 17-22 сентября 2023 г.), – 2023.

26. Pashkovskaia V.D. Dissipation effects in superconducting thin films at the vicinity of the Bogomolny point / V.D. Pashkovskaia, T.T. Saraiva, A.S. Vasenko// book of abstracts of the International Conference on Superconductivity and Magnetism (ICSM2023) (Fethiye, 4-11 May 2023, Turkey), -p. 81.
27. Elongated vortex cores and pre-formation of phase-slip centers at the vicinity of the Bogomolny point [постерный доклад] / V.D. Pashkovskaia, A.V. Vagov, A.A. Shanenko [et. al.]// сборник тезисов 3ей международной школы "Обработка квантовой информации в сверхпроводниковых системах" (г. Санкт-Петербург, 31 июля - 5 августа 2023 г.).
28. Supercurrent diode effect in S/F hybrid structures on top of the topological insulator / T. Karabassov, I.V. Bobkova, A.A. Golubov, A.S. Vasenko // Book of Abstracts. Samarkand International Symposium on Magnetism 2023. Samarkand, 2023. с. 159.
29. Спиральное состояние и сверхпроводниковый диодный эффект в топологических гибридных структурах / Васенко А.С., Карабасов Т., Амиров Э.Ш. [и др.]// Современные физика, математика, цифровые и нанотехнологии в науке и образовании (ФМЦН-23). Сборник тезисов II Всероссийской молодежной школы-конференции, посвященной 80-летию со дня рождения д.ф.-м.н., профессора Р.С.Сингатуллина. 2023, –С. 74-75.
30. Ихсанов Р.Ш. Высокотемпературная сверхпроводимость в материалах с плоскими зонами / Р.Ш. Ихсанов, М.Ю. Каган, Е.А. Мазур //Тезисы докладов XIV Международной школы-конференции студентов, аспирантов и молодых ученых, посвящённой 75 - летнему юбилею профессоров Я.Т. Султанаева и М.Х. Харрасова (г. Уфа, 8 – 11 октября 2023 г.) Уфа, РИЦ УУНиТ, 2023 с. 108.
31. Попова Е.А. Термодинамические свойства редкоземельных ферроборатов //Тезисы докладов XIV Международной школы-конференции студентов, аспирантов и молодых ученых, посвящённой 75 - летнему юбилею профессоров Я.Т. Султанаева и М.Х. Харрасова (г. Уфа, 8 – 11 октября 2023 г.), –Уфа: РИЦ УУНиТ 2023, –с. 109.
32. Новый стационарный режим связанных колебаний вихрей в трехслойном спин-трансферном наноосциляторе при больших значениях токов / Г.И. Антонов, Е.Г. Екомасов, К. А. Звездин, Н. Г. Пугач //Физика металлов и металловедение, принята к печати (письмо редакции от 4 октября 2023 г.).
33. Dynamics and transformation of magnetic vortices in a spin-transfer nanooscillator/ E.G. Ekomasov, K.A. Zvezdin, G.I. Antonov, V.V. Filippova // Book of abstracts international conference “functional materials” (ICFM-2023) (Foros, October 2 – 6, 2023, Russia, Crimea) – с. 52.

34. Влияние геометрических размеров слоев на связанную динамику магнитных вихрей в спин-трансферных наноосциляторах / Филиппова В.В., Степанов С.В., Саломасов А.А. [и др.] // Сборник тезисов II Всероссийской молодежной школы-конференции «Современные физика, математика, цифровые и нанотехнологии в науке и образовании (ФМЦН-23)», посвященной 80-летию со дня рождения д.ф.-м.н., профессора Р.С.Сингатуллина. (г. Уфа, 18-20 апреля 2023 г.), – Уфа: Издательство БГПУ, 2023. – 273 с. – ISBN 978-5-907730-19-9
35. Ikhsanov R.Sh. Directionality patterns of electron photoemission from plasmonic nanoparticles / R.Sh. Ikhsanov // VII International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2023», (Moscow, 2-6 October 2023)
36. Попова Е. А. Влияние внешнего магнитного поля на магнитные свойства квазиодномерных халдейновских магнетиков  $(Y_{1-x}Nd_x)_2BaNiO_5$  ( $x = 0.25$  и  $0.04$ ) / Е.А. Попова // Известия Уфимского научного центра РАН. 2023. № 1. С. 75-80.
37. Туркин Я. В. Влияние динамического обратного эффекта Близости на спиновую поляризацию квазичастиц в гибридных структурах Сверхпроводник/Ферромагнитный диэлектрик [устный доклад] / Я.В. Туркин, Н.Г. Пугач // Фундаментальная математика и её приложения в естествознании (ФМПЭ-2023) (г. Уфа 8-11 октября 2023).
38. Гурский А.С. Транспорт неравновесных квазичастичных возбуждений в сверхпроводящем алюминии [устный доклад] / А.С. Гурский, Д.Л. Шаповалов, К.Ю. Арутюнов // XIV международная школа-конференция Фундаментальная математика и её приложения в естествознании (ФМПЭ-2023) (г. Уфа, 8-11 октября 2023 г.).
39. Ихсанов Р.Ш. Высокотемпературная сверхпроводимость в материалах с плоскими зонами [устный доклад] / Р.Ш. Ихсанов, М.Ю. Каган, Е.А. Мазур // XIV международная школа-конференция Фундаментальная математика и её приложения в естествознании (ФМПЭ-2023) (г. Уфа, 8-11 октября 2023 г.).
40. Попова Е.А. Термодинамические свойства редкоземельных ферроборатов [устный доклад] / Е.А. Попова // XIV международная школа-конференция Фундаментальная математика и её приложения в естествознании (ФМПЭ-2023) (г. Уфа, 8-11 октября 2023 г.).
41. Васенко А.С. Электронное охлаждение в сверхпроводниковых гибридных структурах [устный доклад] / А.С. Васенко // XIV международная школа-конференция Фундаментальная математика и её приложения в естествознании (ФМПЭ-2023) (г. Уфа, 8-11 октября 2023 г.).
42. Пугач Н.Г. Квантово-размерный эффект в тонких сверхпроводящих алюминиевых

пленках / Н.Г. Пугач, Д.Г. Безымянных [устный доклад] // XIV международная школа-конференция Фундаментальная математика и её приложения в естествознании (ФМПЭ-2023) (г. Уфа, 8-11 октября 2023 г.).

43. Особенности плотности электронных состояний в сверхпроводнике при обратном эффекте близости с ферродиелектриком [устный доклад]/ Н.Г.Пугач, Д.С.Селезнев, В.О.Яговцев, Е.Г.Екомасов // XIV международная школа-конференция Фундаментальная математика и её приложения в естествознании (ФМПЭ-2023) (г. Уфа, 8-11 октября 2023 г.).