

На правах рукописи

Фоминов Яков Викторович

**Взаимовлияние сверхпроводимости и магнетизма
и особенности нечётных по частоте сверхпроводящих
состояний**

Специальность 01.04.02 —
«Теоретическая физика»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Черноголовка — 2019

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук.

Официальные оппоненты: **Фомин Игорь Акиндинович**,
доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент РАН,
ФГБУН Институт физических проблем им.
П. Л. Капицы РАН, главный научный сотрудник

Мельников Александр Сергеевич,
доктор физико-математических наук,
Институт физики микроструктур РАН — филиал
ФГБНУ «ФИЦ Институт прикладной физики РАН», заведующий лабораторией

Качоровский Валентин Юрьевич,
доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник,
ФГБУН Физико-технический институт им.
А. Ф. Иоффе РАН, ведущий научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твёрдого тела Российской академии наук

Защита состоится 28 июня 2019 г. в 14 час. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 002.207.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук по адресу: 142432, Московская обл., г. Черноголовка, просп. Академика Семёнова, д. 1-А, Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук или на сайте диссертационного совета <https://www.itp.ac.ru/ru/dissertation-council/>.

Автореферат разослан «_____» _____ 2019 года.

Учёный секретарь
диссертационного совета
Д 002.207.01,
д-р физ.-мат. наук

П.Г. Гриневич

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Сверхпроводимость и ферромагнетизм — два типа упорядочения, которые обычно противоречат друг другу: в то время как традиционные синглетные сверхпроводники существуют благодаря образованию куперовских пар электронов с противоположными спинами, ферромагнитный порядок подразумевает одинаковое направление спинов электронов. Поэтому область сосуществования этих двух типов упорядочения довольно узка [1], но тем не менее весьма интересна: например, в классических работах Ларкина и Овчинникова [2], а также Фулде и Феррела [3] было показано, что в этом случае возможны неоднородные (модулированные) сверхпроводящие фазы (состояние ЛОФФ). В то же время широкий экспериментальный простор открывается при использовании гибридных SF контактов (контактов сверхпроводник/ферромагнетик): два противоборствующих типа упорядочения в них разделены в пространстве, а их взаимовлияние и необычные его следствия проявляются в приграничном слое мезоскопической толщины (т.е. характерный размер этого слоя много больше атомных размеров, но меньше длины когерентности), так что электроны в нём не теряют когерентности).

Хотя теоретические исследования SF контактов были начаты довольно давно [4; 5], всплеск широкого интереса к таким системам произошёл в начале 2000-х годов в связи с экспериментальной реализацией состояния π -контакта в джозефсоновском SFS переходе [6]. Затем последовали экспериментальные наблюдения пространственных осцилляций плотности состояний в SF контактах [7], осцилляций критического тока SFS контакта в зависимости от толщины ферромагнитной прослойки [8], спонтанной генерации тока в джозефсоновской сетке SFS переходов [9] и др. Активно ведутся и теоретические исследования [10–12].

Ряд замечательных эффектов был предсказан в SF контактах с однородной намагниченностью ферромагнетика [10]. Затем были исследованы структуры, в которых намагниченность неоднородна. Обнаружилось, что в результате такого обобщения задачи в ней возникают качественно новые эффекты, наиболее яркий из которых — генерация дальнедействующей триплетной сверхпроводящей компоненты [11]. Здесь необходимо подчеркнуть, что речь идёт о контактах с обычными синглетными сверхпроводниками, а возникновение в такой системе триплетной сверхпроводимости является нетривиальным проявлением эффекта близости в контакте между синглетным сверхпроводником и неоднородным ферромагнетиком. Замечательной особенностью триплетной компоненты в этом случае является её большая (по сравнению с синглетной компонентой) глубина проникновения в ферромагнетик, что физически обусловлено отсутствием парализующего действия обменного поля на триплетные куперовские

пары с проекциями спина 1 и -1 . В диффузном случае, когда возможна только изотропная s -волновая сверхпроводимость, триплетная s -волновая компонента должна иметь нечётную временную (а, следовательно, и частотную) зависимость, чтобы выполнялся принцип Паули. Такая фаза была предложена Березинским в 1974 году [13] как одна из возможных фаз сверхтекучего гелия-3, однако в чистом объёмном гелии-3 такая фаза не обнаружена.

Первые реалистичные предсказания возникновения нечётной по частоте сверхпроводимости были сделаны для систем особого типа — неоднородных гибридных SF структур. Тем не менее, явление это оказывается гораздо более общим. Имеется дискуссия относительно возможности реализации такого состояния в объёмных веществах [14—17]. Предсказано, что нечётные по частоте сверхпроводящие компоненты могут возникать не только при нарушении спиновой симметрии (за счёт ферромагнетизма), но и за счёт нарушения трансляционной инвариантности (т.е. в неоднородных системах) [18]. Поверхностные андreeвские состояния и связанные состояния в корях сверхпроводящих вихрей могут быть интерпретированы как проявления нечётной по частоте сверхпроводимости [18]. Также это явление напрямую связано с физикой майорановских фермионов в топологических сверхпроводниках [19]. Таким образом нечётная по частоте сверхпроводимость сама по себе является одной из очень важных и активно развивающихся тем современной физики конденсированного состояния.

Одним из направлений исследования физики SF контактов является так называемый эффект спинового клапана. Если толщина слоя сверхпроводника в SF контакте сравнима с длиной когерентности, эффект близости приводит к подавлению температуры сверхпроводящего перехода T_c всей системы за счёт влияния ферромагнетика. Это явление исследовалось ранее, в частности была отмечена немонотонная зависимость T_c структуры от толщины ферромагнетика [20]. Интересные возможности открываются при наличии двух ферромагнитных слоёв с возможностью изменения взаимной ориентации намагниченностей. Можно ожидать, что при параллельной ориентации разрушающий эффект ферромагнетиков на сверхпроводимость наибольший и T_c минимальна, а при антипараллельной ориентации происходит частичная компенсация обменных полей, в результате чего T_c оказывается максимальной. Исходя из этой идеи, в работах [21; 22] была предложена структура под названием «сверхпроводящий спиновый клапан» (или «сверхпроводящий спиновый вентиль»), которая лучше всего работает в диапазоне параметров таком, что при параллельной ориентации T_c равна нулю, т.е. сверхпроводимость полностью разрушена. В этом случае изменение взаимной ориентации намагниченностей двух плёнок позволяет «включать» и «выключать» сверхпроводимость в системе. При неколлинеарных ориентациях намагниченностей необходим учёт действующей триплетной компоненты.

Задачи о взаимовлиянии сверхпроводимости и неоднородного ферромагнетизма естественным образом стыкуются со случаем неупорядоченного магнетизма. Физика в этом случае также оказывается весьма богатой. Эксперименты с ферромагнетиками зачастую демонстрируют заметный эффект рассеяния с переворотом спина [8], скорее ожидаемый в случае магнетизма в виде неупорядоченных магнитных примесей [23]. Сами по себе задачи с магнитными примесями особенно интересны в случае сильных (неборновских) примесей, т.к. в этом случае примеси создают связанные квазичастичные состояния, формирующие подщелевую примесную зону при конечной концентрации примесей [24; 25]. Подщелевые состояния оказывают существенное влияние на различные свойства системы, например, на поглощение в ней излучения. При учёте флуктуаций (обусловленных как магнитными, так и потенциальными примесями) подщелевая плотность состояний должна быть ненулевой не только в примесной зоне, но и вблизи её краёв — должны возникать «хвосты» плотности состояний.

Особый класс задач о влиянии магнетизма на сверхпроводимость связан с гранулированными системами. Гранулированность может быть как следствием естественной морфологии системы, так и достигаться специальным процессом изготовления. В таких системах из-за малого размера гранул и малости ёмкости оказываются важны кулоновские эффекты [26; 27]. Таким образом возникает ряд задач о взаимовлиянии кулоновских эффектов и эффектов магнетизма. Имеются яркие экспериментальные результаты [28] по наблюдению глобально диэлектрической фазы поликристаллических сверхпроводящих плёнок на фоне состояния с локальной сверхпроводимостью.

Целью данной работы является теоретическое исследование эффектов взаимовлияния сверхпроводимости и магнетизма, в частности, выяснение роли и особенностей нечётных по частоте сверхпроводящих состояний.

Для достижения поставленной цели были сформулированы следующие теоретические **задачи**:

1. Исследовать особенности дальнедействующей триплетной сверхпроводимости в системах сверхпроводник-ферромагнетик (SF) с неелевскими доменными стенками.
2. Исследовать проводимость контакта между нормальным металлом и сверхпроводником Березинского.
3. Построить классификацию сверхпроводящих состояний с учётом обсуждаемых в литературе нечётных по частоте корреляций с двумя различными типами мейснеровского отклика.
4. Исследовать локальный импеданс на диффузной поверхности кирального p -волнового сверхпроводника, в частности роль нечётной по частоте компоненты.

5. Исследовать возможный эффект сверхпроводящего триплетного спинового клапана за счёт генерации нечётных по частоте корреляций в системе SFF.
6. Исследовать процессы переноса тока, связанные с расщеплением куперовских пар в баллистических СКВИДах с ферромагнитными фильтрами в рукавах, и возможность управления характеристиками СКВИДа за счёт изменения относительной ориентации фильтров.
7. Исследовать возможность описания магнитного беспорядка в диффузных сверхпроводящих гибридных структурах как эффективно-го рассеяния с переворотом спина.
8. Исследовать поверхностный импеданс в диффузных сверхпроводниках со слабыми неборновским магнитными примесями.
9. Исследовать «хвосты» плотности состояний в диффузных сверхпроводниках с сильными магнитными примесями.
10. Исследовать возможность возникновения при приложении магнитного поля диэлектрического состояния в гранулированном сверхпроводнике в режиме хорошей межгранульной проводимости.
11. Исследовать эффект близости в нормальной грануле в присутствии кулоновского взаимодействия и магнитного поля.

При всём разнообразии рассмотренных в диссертационной работе задач все они (за единственным исключением) связаны с исследованием различных аспектов взаимовлияния сверхпроводимости и магнетизма. В большинстве задач ключевые эффекты обусловлены возникновением в системе нечётных по частоте сверхпроводящих корреляций. Единственная задача, в которой отсутствует магнетизм (задача об импедансе на диффузной поверхности кирального p -волнового сверхпроводника), тем не менее связана с остальными задачами самым тесным образом. Физика рассматриваемых явлений в этой задаче обусловлена именно нечётной сверхпроводимостью, и в этом смысле поведение системы качественно похоже на контакт синглетный сверхпроводник/диффузный ферромагнетик (роль диффузного ферромагнетика аналогична роли диффузной поверхности p -волнового сверхпроводника).

Методы исследования. Для решения поставленных задач используется комбинация современных методов физики конденсированного состояния. Многие методы заимствованы из квантовой теории поля. Одним из основных является метод функций Грина в теории сверхпроводимости и связанная с ним диаграммная техника. Общие уравнения (уравнения Горькова) в квазиклассическом приближении упрощаются, принимая вид уравнений Эйленбергера-Ларкина-Овчинникова. Эти уравнения позволяют описывать сверхпроводники, в частности анизотропные,

с произвольной концентрацией примесей. В диффузном (грязном) пределе уравнения принимают вид уравнений Узаделя; в некоторых задачах для нахождения линейного отклика используется неравновесная формулировка этих уравнений. Альтернативой уравнениям Горькова являются уравнения Боголюбова – де Жена, позволяющие работать непосредственно с собственными энергиями и собственными функциями сверхпроводящего гамильтониана. В некоторых задачах оказывается удобна формулировка теории на основе функционального интегрирования по грассмановым полям. Нелинейная сигма-модель используется для описания эффектов магнитного беспорядка в диффузных системах и для одновременного учёта эффектов близости и кулоновских эффектов. Для нахождения плотности подщелевых состояний за рамками теории среднего поля используется инстантонный подход в методе репличной нелинейной сигма-модели.

Основные результаты, выносимые на защиту:

1. Построена теория SF и SFS контактов с неелевской доменной структурой. Показано, что в доменных стенках возникает нечётная по частоте дальнедействующая триплетная компонента. Вычислен вклад этой компоненты в плотность состояний, а также обусловленный ею джозефсоновский ток в SFS контакте. В пределе толщины ферромагнитного слоя, малой по сравнению с глубиной проникновения дальнедействующей компоненты, обнаружено, что контакт находится в π -состоянии.
2. Исследована проводимость контакта между нормальным металлом и сверхпроводником, имеющим симметрию, предложенную Березинским. Результаты качественно отличаются от случая обычного сверхпроводника и могут быть использованы для экспериментального обнаружения нечётной по частоте компоненты.
3. Построена обобщённая классификация сверхпроводящих состояний с учётом обсуждаемых в литературе нечётных по частоте корреляций с двумя различными типами мейснеровского отклика. В этом случае в зависимости от сочетания частотной симметрии, спиновой симметрии, пространственной чётности и типа отклика имеется восемь типов состояний. Показано, что эти восемь типов состояний делятся на две несмешивающиеся группы, причём нечётные по частоте состояния с диамагнитным и парамагнитным откликом принадлежат разным группам. Далее показано, что из двух групп сверхпроводящих состояний, порождаемых однородными сверхпроводниками произвольной симметрии, физически может реализовываться только группа, содержащая парамагнитные нечётные по частоте состояния.
4. Построена теория локальной комплексной проводимости и обусловленного ею поверхностного импеданса $Z = R - iX$ на диффузной границе кирального p -волнового сверхпроводника. Изучены

аномальные особенности поверхностного импеданса, связанные с генерацией вблизи границы нечётных по частоте сверхпроводящих корреляций; показано, что эти корреляции могут приводить к соотношению $R > X$. Дано микроскопическое объяснение наблюдаемого в экспериментах на Sr_2RuO_4 аномально большого вклада нормальных электронов при низких температурах.

5. Построена теория сверхпроводящего триплетного спинового клапана в системе типа SFF. Показано, что критическая температура системы T_c может быть немонотонной функцией угла α между намагниченностями двух F слоёв, достигающей минимума при промежуточном значении α , лежащем между параллельным (P, $\alpha = 0$) и антипараллельным (AP, $\alpha = \pi$) случаями. Показано, что при определённых параметрах зависимость $T_c(\alpha)$ имеет возвратный характер. При рассмотрении только P и AP конфигураций обнаружено, что в зависимости от параметров системы возможен как «стандартный» ($T_c^P < T_c^{AP}$), так и «обратный» ($T_c^P > T_c^{AP}$) эффект переключения. Проведён теоретический анализ экспериментов, подтвердивших как триплетный эффект спинового клапана, так и обратный эффект переключения; получено согласие теории и эксперимента.
6. Исследован особый тип сверхпроводящего спинового клапана, представляющий собой баллистический СКВИД со спиновой фильтрацией в рукавах за счёт полуметаллических ферромагнетиков. Джозефсоновский ток в этом случае полностью обусловлен процессами с расщеплением куперовских пар и качественным образом меняется в зависимости от относительной ориентации намагниченностей фильтров. Исследованы особенности ток-фазовой характеристики (её амплитуда и форма, переход в состояние π -контакта) и критического тока (немонотонность в зависимости от угла между намагниченностями и магнитного потока).
7. Построено эффективное описание слабого магнитного беспорядка с произвольной корреляционной длиной как рассеяния с переворотом спина в задаче об эффекте близости в диффузной системе, составленной из сверхпроводящих и нормальных (или ферромагнитных) областей с магнитным беспорядком. Это локальное описание применимо на масштабах много больше корреляционной длины беспорядка.
8. Исследовано влияние подщелевых примесных состояний на диссипацию (проявляющуюся в проводимости и поверхностном импедансе) в диффузном сверхпроводнике со слабыми неборновскими магнитными примесями при произвольном соотношении между температурой, частотой и величиной подавления щели в случае, когда все три параметра малы по сравнению со щелью БКШ.

Показано, что примесные состояния, возникающие при малых плотностях магнитных примесей, могут служить ловушками для неравновесных квазичастиц, уменьшая поглощение в некотором диапазоне низких частот электромагнитного поля.

9. Построена теория «хвостов» плотности состояний в диффузных сверхпроводниках с сильными магнитными примесями, подчиняющимися статистике Пуассона. В то время как по теории среднего поля все края спектра (включая края примесной зоны) являются резкими, инстантонный подход в технике репличной сигма-модели позволяет найти размытие этих краёв и хвосты плотности состояний. Физически хвосты связаны с флуктуациями потенциального (обычные примеси; мезоскопические флуктуации) и непотенциального (магнитные примеси) беспорядка. Показано, что неоднородность концентрации магнитных примесей приводит к появлению подщелевых состояний за счёт двух механизмов: флуктуаций параразрушающего параметра (магнитный аналог мезоскопических флуктуаций) и флуктуаций параметра порядка (определяемого самосогласованно).
10. Построена теория диэлектрического состояния в двумерном гранулированном сверхпроводнике с хорошей межгранульной проводимостью под действием магнитного поля в предположении шахматного порядка чередования сверхпроводящих и нормальных гранул (в последнем случае сверхпроводимость предполагается подавленной магнитным полем из-за разброса в размерах гранул).
11. Исследовано влияние магнитного поля и кулоновского взаимодействия на эффект близости в контакте между сверхпроводником и гранулой из нормального металла в пределе хорошей проводимости границы. Показано, что возможны три фазы нормальной гранулы: сильное и слабое сверхпроводящее (т.е. щелевое), а также нормальное (т.е. бесщелевое) состояние; исследованы фазовые переходы между ними. Показано, что туннельная плотность состояний в нормальной грануле может содержать две щели, соответствующие эффекту близости (минищель) и кулоновской блокаде (кулоновская щель).

Научная новизна. Все результаты, выносимые на защиту, являются новыми. В ряде случаев они обобщают результаты, полученные ранее другими авторами — в таких случаях сопоставление с предыдущими результатами подробно обсуждается в тексте и даются необходимые ссылки. Такое сопоставление одновременно подтверждает достоверность представленных результатов.

Достоверность полученных результатов обеспечивается надёжностью применявшихся аналитических методов, согласием с теоретическими

результатами, полученными в других работах, и согласием с данными физических и численных экспериментов, выполненных другими авторами.

Практическая значимость Развитые в диссертационной работе методы и полученные результаты могут быть использованы для описания широкого круга явлений в мезоскопических системах, совмещающих в себе сверхпроводящие и магнитные свойства, в частности для выяснения особой роли нечётных по частоте сверхпроводящих состояний. С помощью предложенных подходов и на основании полученных результатов возможно дальнейшее развитие теории.

Все полученные результаты могут быть применены для анализа экспериментальных данных. В ряде случаев такие данные уже доступны, и сравнение показывает хорошее согласие теории и эксперимента. В остальных случаях предсказанные эффекты могут служить мотивацией для новых экспериментов.

Ряд результатов, касающихся различных проявлений нечётной по частоте сверхпроводимости, может быть использован для экспериментальной идентификации этого состояния, поскольку прямых методов идентификации частотной симметрии нет.

Результаты по классификации сверхпроводящих состояний при учёте нечётных по частоте состояний с разным типом мейснеровского отклика разъясняют неопределённость, существовавшую в литературе. Согласно представленным результатам, нечётные по частоте диамагнитные состояния не могут возникать как однородные объёмные состояния, т.к. не существует физически допустимых возмущений, которые могли бы зафиксировать фазу и таким образом привести к нарушению калибровочной симметрии.

Представленные результаты по импедансу на поверхности кирально- p -волнового сверхпроводника и их сравнение с экспериментом свидетельствуют в пользу именно такого состояния в рутенате стронция Sr_2RuO_4 (хотя это состояние считается главным кандидатом [29], вопрос не закрыт окончательно, поэтому важны дополнительные подтверждения).

Впервые предсказанные в SFF системах эффекты триплетного спинового клапана и обратного переключения послужили мотивацией для эксперимента. Проведённые эксперименты продемонстрировали наличие обоих предсказанных эффектов.

Продемонстрирована возможность эффективного описания слабого магнитного беспорядка с произвольной корреляционной длиной как рассеяния с переворотом спина в задаче об эффекте близости в диффузной системе, составленной из сверхпроводящих и нормальных (или ферромагнитных) областей с магнитным беспорядком. Такого рода описание ранее использовалось для анализа эксперимента эмпирически. Представленная теория даёт микроскопическое обоснование эмпирического подхода.

Результаты, касающиеся диссипации в сверхпроводниках с неборновскими магнитными примесями, показывают, что примесные состояния, возникающие при малых плотностях магнитных примесей, экспериментально могут использоваться в качестве ловушек для неравновесных квазичастиц, уменьшая поглощение в некотором диапазоне низких частот электромагнитного поля.

Апробация работы. Основные результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на международных конференциях Летняя школа по теоретической физике «Nanoscopic Quantum Transport» (Лезуш, Франция, 2004), «Single Molecule Magnets and Hybrid Magnetic Nanostructures» (Триест, Италия, 2005), «Strongly Correlated Phenomena in Quantum Field Theory, Nanophysics and Hydrodynamics» (Триест, Италия, 2005), «Нанозифика и нанозлектроника» (Нижний Новгород, 2006, 2007, 2008, 2009, 2012, 2016, 2018), «Mesoscopic and Strongly Correlated Electron Systems» (Черноголовка, 2006), «Physics of Nanoscale Superconducting Heterostructures» (Лейден, Нидерланды, 2007), Euro-Asian Symposium EASTMAG «Magnetism on a nanoscale» (Казань, 2007), «Spintronics with superconductors» (Бохум, Германия, 2007), «Nanoscale Superconductivity and Magnetism» (Хсинчу, Тайвань, 2007), «Landau-Weizmann Workshop on theoretical physics» (Реховот, Израиль, 2008), «Spin Helicity and Chirality in Superconductor and Semiconductor Nanostructures» (Карлсруэ, Германия, 2008), I. F. Schegolev Memorial Conference «Low-Dimensional Metallic and Superconducting Systems» (Черноголовка, 2009), «Landau Days» (Черноголовка, 2009, 2010, 2011, 2012), «International Conference on Superconductivity and Magnetism» (Турция: Анталия, 2010; Стамбул, 2012), «Dubna-Nano» (Дубна, 2010, 2012), Российско-украинский семинар «Физика сверхпроводниковых гетероструктур» (Черноголовка, 2011; Киев, Украина, 2012), «Superconductivity Centennial Conference EUCAS-ISEC-ICMC» (Гаага, Нидерланды, 2011), «Humboldt Kolleg: NANO-2011. Cooperation and Networking of Universities and Research Institutes, study by doing research» (Кишинёв, Молдова, 2011), «Superconducting Nanohybrids» (Сан Себастьян, Испания, 2012), Совещание по физике низких температур НТ-36 (Санкт-Петербург, 2012), «Winter workshop/school on localization, interactions and superconductivity» (Черноголовка, 2014, 2015), «FFLO-Phase in Quantum Liquids, Quantum Gases, and Nuclear Matter» (Дрезден, Германия, 2016), «8th topology interactive meeting at Nagoya Univ.» (Нагоя, Япония, 2017), «Topological Materials Science» (Токио, Япония, 2017), «Moscow International Symposium on Magnetism (MISM)» (Москва, 2017), «Mesoscopic Structures: Fundamentals and Applications (MSFA)» (Листвянка, 2017), «А. А. Abrikosov Memorial Conference» (Черноголовка, 2018), на семинарах в ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН (Черноголовка), ИФП им. П. Л. Капицы РАН (Москва), ИФТТ РАН

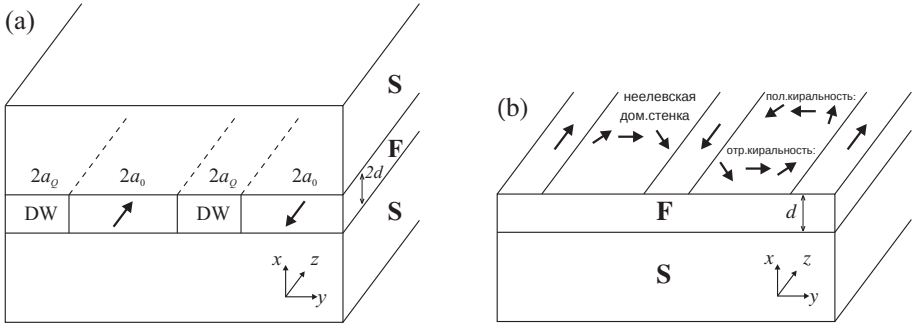


Рис. 1 — (a) SFS контакт с неелевской доменной структурой в F слое. В зависимости от относительного направления вращения намагниченности в соседних доменных стенках возможны случаи положительной и отрицательной киральности. (b) SF бислоем, на верхней поверхности которого вычисляется плотность состояний.

(Черноголовка), ФИАН (Москва), МФТИ (Долгопрудный), НИТУ МИСиС (Москва), ИТФ им. Н. Н. Боголюбова НАНУ (Киев, Украина), в Швейцарской высшей технической школе Цюриха (Швейцария), в Центре статистической физики, магнетизма и сверхпроводимости (Гренобль, Франция), в университетах Нагои (Япония), Хоккайдо (Саппоро, Япония), в Институте исследования твёрдого тела Общества Макса Планка (Штутгарт, Германия).

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 20 научных работах. Все они опубликованы в 2005-2018 годах в рецензируемых журналах, входящих в международные базы данных Web of Science, Scopus и в перечень ВАК.

Содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность темы, сформулирована цель работы, обоснованы новизна и практическая ценность полученных результатов, раскрыто содержание диссертации по главам.

Первая глава посвящена изучению особенностей нечётной по частоте сверхпроводимости.

В разделе 1.1 изучаются свойства SF и SFS контактов при наличии неелевской доменной структуры в F части, см. рис. 1. Из-за неоднородности намагниченности в этих системах возникает z -волновая спин-триплетная дальнедействующая триплетная компонента (ДТК). Возникая в доменной стенке, эта компонента проникает в домены на большую глубину порядка $\xi_T = \sqrt{D/2\pi T}$ (здесь D — коэффициент диффузии, T — температура), превышающую обычный короткий масштаб $\xi_h = \sqrt{D/h}$ (h — обменная энергия), описывающий убывание сверхпроводящих корреляций в ферромагнетике с однородной намагниченностью.

Вычислен джозефсоновский ток, переносимый ДТК в случае, когда короткие компоненты экспоненциально затухают на толщине F слоя и ими можно пренебречь. В пределе, когда F слой является тонким с точки зрения ДТК, обнаружено, что контакт находится в π -состоянии. ДТК не осциллирует внутри F слоя, а сдвиг фазы π аномальной функции Грина оказывается обусловлен $\pi/2$ -сдвигами на SF границах. Эта интерпретация подсказывает, что контакт должен быть в π -состоянии из-за ДТК независимо от толщины F слоя. Когда F слой не является тонким для ДТК, аналитические выражения для сверхтока становятся громоздкими, однако численный счёт подтверждает, что контакт действительно в π -состоянии.

Модуль плотности джозефсоновского тока максимален на границах между доменами и доменными стенками. Ток в основном переносится вдоль этих границ. Рассмотрены две возможные киральности доменной структуры, см. рис. 1. Модуль джозефсоновского тока, обусловленного ДТК, больше в случае отрицательной киральности, т.к. она соответствует более неоднородной намагниченности.

Интегрирование x компоненты сверхтока по y даёт критический ток в расчёте на один период структуры в случае положительной и отрицательной киральности:

$$J_{c+} = -\frac{\sigma Q^2 \pi T}{4ed\gamma_b^2 k_h^4} \sum_{\omega} \frac{f_S^2}{\mathcal{K}_+}, \quad J_{c-} = -\frac{\sigma Q^2 \pi T}{4ed\gamma_b^2 k_h^4} \sum_{\omega} \frac{f_S^2}{\mathcal{K}_-}, \quad (1)$$

где

$$\mathcal{K}_+ = \sqrt{Q^2 + 2k_{\omega}^2} \coth(\sqrt{Q^2 + 2k_{\omega}^2} a_Q) + \sqrt{2}k_{\omega} \coth(\sqrt{2}k_{\omega} a_0), \quad (2)$$

$$\mathcal{K}_- = \sqrt{Q^2 + 2k_{\omega}^2} \coth(\sqrt{Q^2 + 2k_{\omega}^2} a_Q) + \sqrt{2}k_{\omega} \tanh(\sqrt{2}k_{\omega} a_0), \quad (3)$$

$k_{\omega} = \sqrt{|\omega|/D}$ (здесь ω — мацубаровская частота), $k_h = \sqrt{\hbar/D}$, σ — проводимость F в нормальном состоянии, Q — волновой вектор вращения намагниченности в доменной стенке, $f_S = \Delta/\sqrt{\omega^2 + \Delta^2}$ — аномальная функция Грина в S, γ_b — параметр сопротивления границы [30].

Также проанализирована плотность состояний на свободной поверхности F слоя в SF структуре, см. рис. 1(b). Если $d \gg \xi_h$, на внешней поверхности F слоя выживает только ДТК аномальной функции Грина f . Её пространственная зависимость внутри доменов $f(y)$ существенно отличается от аналогичной зависимости синглетной компоненты вблизи SF границы. В случае положительной киральности f , а значит и поправка к плотности состояний за счёт эффекта близости, обращается в ноль в центрах доменов. Поэтому измерения плотности состояний могут дать информацию о природе наведённой сверхпроводимости (синглетная или триплетная) в F плёнках.

В разделе 1.2 исследуется дифференциальная проводимость $G_{NS}(V)$ контакта (см. рис. 2) между нормальным металлом и сверхпроводником,

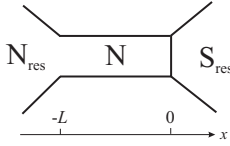


Рис. 2 — NS контакт. Проводимости нормального провода и NS границы (G_N и G_T) определяют полную проводимость контакта в нормальном состоянии $G_0 = (G_N^{-1} + G_T^{-1})^{-1}$. Наша основная цель — рассмотрение случая, когда сверхпроводящий резервуар представляет собой сверхпроводник Березинского (S_B (не имеющий щели в спектре)). Для сравнения рассматриваются также случаи обычного сверхпроводника со щелью (S) [31; 32] и без щели (S_0) [23].

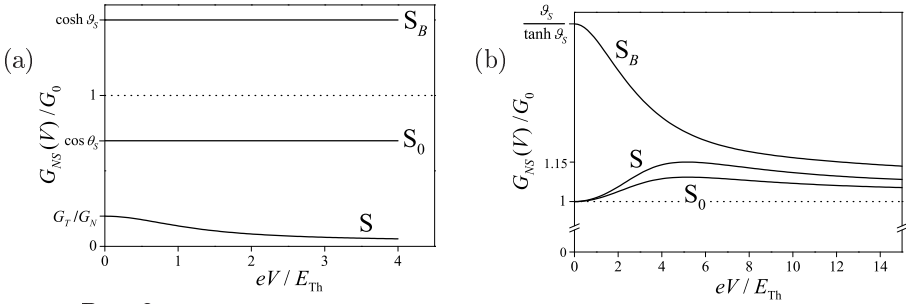


Рис. 3 — $G_{NS}(V)$ при $eV \ll E_0$ в (a) туннельном пределе ($G_N \gg G_T$), (b) прозрачном пределе ($G_N \ll G_T$).

имеющим нечётную по частоте симметрию, предложенную Березинским. Андреевское отражение (связывающее положительные и отрицательные энергии) чувствительно к энергетической симметрии; в результате этого проводимость контакта со сверхпроводником Березинского качественно отличается от случая обычного сверхпроводника. Основные отличия: (i) в туннельном пределе $G_{NS}(V)$ оказывается больше, чем проводимость в нормальном состоянии [рисунок 3(a)], (ii) в прозрачном пределе $G_{NS}(V)$ монотонно убывает [рисунок 3(b)]. Эти особенности могут быть использованы для экспериментальной проверки типа сверхпроводимости.

В туннельном пределе [$G_N \gg G_T$, см. рис. 3(a)] для случаев S_0 и S_B при $E \ll E_0$ (где E_0 — энергетический масштаб, на которой меняется гриновская функция сверхпроводника) получаем $G_{NS}(V)/G_0 = \nu_S(eV) \approx \nu_S(0)$, где $\nu_S(E)$ — плотность состояний в сверхпроводнике, нормированная на значение в нормальном состоянии. Существенное различие между S_0 и S_B состоит в том, что $\nu_S(0) < 1$ для S_0 , в то время как $\nu_S(0) > 1$ для S_B (для S_B этот факт был отмечен в работах [33; 34]).

В прозрачном пределе [$G_N \ll G_T$, см. рис. 3(b)] для случая S_B при низких напряжениях находим:

$$\frac{G_{NS}(V)}{G_0} = \frac{\vartheta_S}{\tanh \vartheta_S} - B \left(\frac{eV}{E_{Th}} \right)^2 \quad (4)$$

с положительным коэффициентом

$$B = \frac{2}{\vartheta_S^2 \tanh^2 \vartheta_S} + \frac{3}{\vartheta_S^3 \tanh \vartheta_S} + \frac{3 \cosh^2 \vartheta_S}{\vartheta_S^4} - \frac{4 \sinh 2\vartheta_S}{\vartheta_S^5}, \quad (5)$$

где ϑ_S параметризует функцию Грина на низких энергиях. Здесь $E_{\text{Th}} = D/L^2$ — энергия Таулеса нормального провода.

В разделе 1.3 исследуются симметрии и магнитные свойства сверхпроводящих корреляций, возникающих как наведённые компоненты в чистых неоднородных сверхпроводниках. Частотная (ω) симметрия, пространственная чётность и тип магнитного отклика этих наведённых сверхпроводящих компонент оказываются противоположны аналогичным характеристикам основных компонент в объёме. Этот вывод остаётся справедливым и при обобщении теории сверхпроводимости на случай недавно предложенных диамагнитных ω -нечётных сверхпроводников. В результате сверхпроводящие корреляции можно разбить на восемь классов, объединённых попарно: (а) объёмные состояния типа ESED (even- ω , singlet, even parity, dia), реализующиеся в металлических сверхпроводниках и высокотемпературных купратах, сопровождаются состояниями типа OSOP (odd- ω , singlet, odd parity, para) в качестве наведённой компоненты; (b) состояния типа ETOD (T=triplet), реализующиеся в Sr_2RuO_4 и UPt_3 , в качестве наведённых состояний имеют OTEP; (c) состояния OSOD с наведённой компонентой ESEP; (d) состояния OTED с наведённой компонентой ETOP [состояния (c) и (d) в реальных веществах не наблюдались]. Нарушение спиновой симметрии перемешивает между собой состояния (а) и (b), а также — отдельно состояния (c) и (d). При этом две группы состояний, содержащие парамагнитные и диамагнитные ω -нечётные состояния соответственно, друг с другом не перемешиваются.

В объёмном сверхпроводнике парамагнитное состояние было бы неустойчивым. Недавно в работах [16; 17] была предложена возможность реализации объёмного однородного нечётного по частоте сверхпроводящего состояния с обычным диамагнитным мейснеровским откликом. В подразделе 1.3.3 показано, что в объёме имеется следующее соотношение между двумя аномальными средними (α, β — спиновые индексы):

$$F_{\alpha\beta}^+(\mathbf{k}, \omega) = s_\Delta F_{\beta\alpha}^*(\mathbf{k}, -\omega), \quad (6)$$

где $s_\Delta = \pm 1$ для ω -чётной/нечётной зависимости $\Delta(\omega)$. Тип мейснеровского отклика в конце концов определяется относительным знаком между $F_{\alpha\beta}^+(\mathbf{k}, \omega)$ и $F_{\beta\alpha}^*(\mathbf{k}, \omega)$, поэтому он зависит от s_Δ и от симметрии аномальных средних.

В подразделах 1.3.3-1.3.5 показано, что для ω -нечётного-диа решения [формула (6) с $s_\Delta = -1$], не существует физически реализуемого возмущения, которое может привести к спонтанному нарушению калибровочной

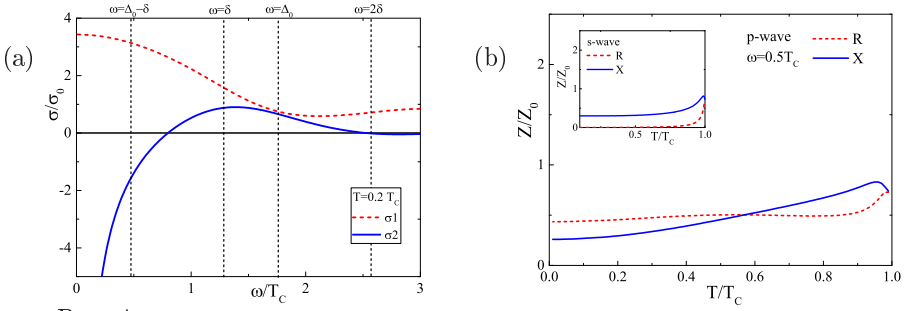


Рис. 4 — (a) $\sigma_1(\omega)$ и $\sigma_2(\omega)$ на диффузной поверхности кирального $p_x + ip_y$ сверхпроводника. (b) $R(T)$ и $X(T)$. Вставка показывает те же зависимости s -волновом сверхпроводнике.

симметрии и зафиксировать фазу этого состояния. В таком случае в определении аномальных средних необходимо сохранять интегрирование по сверхпроводящей фазе, поэтому эти средние обращаются в ноль, так что соотношение (6) с $s_\Delta = -1$ выполняется тривиальным образом. Это означает, что группа состояний, содержащих диамагнитные нечётные состояния, нереализуема, а реализуемые нечётные по частоте сверхпроводящие состояния должны иметь аномальный парамагнитный отклик (и реализуются в неоднородных системах).

В разделе 1.4 рассматривается динамический отклик нечётной по мацубаровской частоте сверхпроводящей компоненты на электромагнитное поле частоты ω . Конкретно, вычисляется комплексная проводимость $\sigma = \sigma_1 + i\sigma_2$ и поверхностный импеданс $Z = R - iX$ тонкой диффузной плёнки из нормального металла, покрывающей триплетный киральный p -волновой сверхпроводник (эта плёнка моделирует неровную поверхность).

Комплексная проводимость на диффузной поверхности определяется формулами

$$\frac{\sigma_1(\omega)}{\sigma_0} = \frac{1}{2\omega} \int_{-\infty}^{\infty} dE \left(\tanh \frac{E_+}{2T} - \tanh \frac{E_-}{2T} \right) [\text{Re } g(E_+) \text{Re } g(E_-) + \text{Im } f(E_+) \text{Im } f(E_-)], \quad (7)$$

$$\frac{\sigma_2(\omega)}{\sigma_0} = -\frac{1}{\omega} \int_{-\infty}^{\infty} dE \tanh \frac{E_-}{2T} [\text{Re } g(E_-) \text{Im } g(E_+) - \text{Im } f(E_-) \text{Re } f(E_+)], \quad (8)$$

где $E_{\pm} = E \pm \omega/2$. Зависимость проводимости от частоты показана на рис. 4(a). В результате возникновения на поверхности нечётных по частоте сверхпроводящих корреляций при низких частотах внешнего поля имеет место соотношение $\sigma_2 < 0$, что означает отрицательность коэффициента n_S , определяющего отклик тока на внешнее поле (аномальный эффект Мейснера).

В противоположность обычному соотношению $R < X$, поверхностный импеданс за счёт таких корреляций может иметь аномальное поведение $R > X$ при низких температурах (это следует из $\sigma_2 < 0$), см. рис. 4(b). Случай кирального p -волнового сверхпроводника представляет

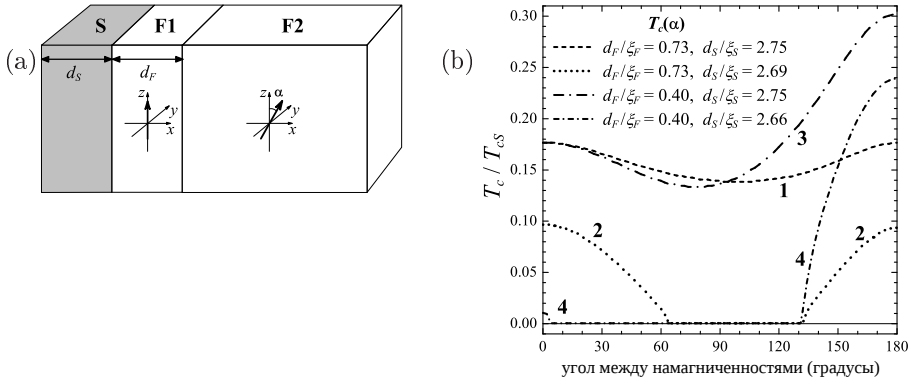


Рис. 5 — (a) Трёхслойная S/F1/F2 структура. Угол между обменными полями, лежащими в плоскости слоев (жирные стрелки в F слоях), обозначен α . (b) $T_c(\alpha)$ при различных d_F и d_S . Все кривые демонстрируют триплетный эффект спинового клапана. Для кривых 2 и 4 поведение оказывается возвратным — в этом случае эффект имеет место даже при $T = 0$.

особый интерес в связи с тем, что именно такое состояние считается наиболее вероятным в рутенате стронция Sr_2RuO_4 . Общий ход температурных зависимостей $R(T)$ и $X(T)$ в этом случае существенно отличается от обычного, в частности из-за наличия большого числа подщелевых квазичастиц в диффузном слое (поверхностные андреевские состояния). Эксперименты, проведённые на образцах Sr_2RuO_4 группой из ИФТТ РАН (Черноголовка), качественно согласуются с теорией, что подтверждает предположение о киральном p -волновом состоянии в этом веществе.

Изложенные в первой главе результаты опубликованы в работах [1,5,6,9,13,14,20] из списка публикаций автора по теме диссертации.

Во второй главе изучаются сверхпроводящие спиновые клапаны.

В разделе 2.1 исследуется критическая температура T_c трёхслойной SFF структуры [рис. 5(a)], в которой при неколлинеарных намагниченностях F слоёв возникает ДТК. Задача о нахождении T_c сведена к системе уравнений только на синглетную компоненту f_0 аномальной функции Грина в S слое: эта система включает в себя уравнение самосогласования и одно скалярное уравнение Узаледа с эффективным граничным условием на SF границе $-\xi df_0/dx = Wf_0$ (здесь T_{cS} и $\xi = \sqrt{D/2\pi T_{cS}}$ — критическая температура и длина когерентности для изолированного S слоя). Для решения задачи такого типа автором ранее были развиты многомодовый метод и метод фундаментального решения. Вся информация о магнитной подсистеме содержится в единственной вещественной функции W . Даже без непосредственного вычисления можно судить о поведении T_c в зависимости от параметров, зная поведение W : чем больше W , тем сильнее подавлена T_c .

При дополнительном предположении $T_c \ll h$ получаем

$$W(\alpha = 0) - W(\alpha = \pi) = 2k_h \xi \frac{\sqrt{2} \sin(2k_h d_F + \pi/4) - e^{-2k_h d_F}}{\sinh(2k_h d_F) + \cos(2k_h d_F)}. \quad (9)$$

Это выражение осциллирует как функция d_F , меняя знак. Таким образом структура может иметь различные соотношения между критическими температурами для параллельной (P) и антипараллельной (AP) конфигураций: возможен как обычный ($T_c^P < T_c^{AP}$), так и обратный ($T_c^P > T_c^{AP}$) эффект спинового клапана в зависимости от параметров системы.

Кроме того, T_c^{Tr} при неколлинеарных ориентациях оказывается меньше, чем T_c^P и T_c^{AP} , что означает эффект *триплетного* спинового клапана: при температурах выше минимума T_c^{Tr} , но ниже T_c^P и T_c^{AP} , система будет в сверхпроводящем состоянии только при ориентациях, близких к коллинеарным, см. рис. 5(b).

Скоре после предсказания возможности смены обычного на обратный эффект спинового клапана в SFF структурах этот эффект был обнаружен экспериментально совместной группой из Казани и Дрездена [35; 36]. Предсказанный теоретически эффект триплетного спинового клапана также был подтверждён экспериментально. В экспериментах исследовались спиновые клапаны состава Pb/Fe/Fe, Pb/Pu/Pu и Pb/Co₂Cr_{1-x}Fe_xAl/Pu (здесь Pu — пермаллой, т.е. сплав Ni_{0.81}Fe_{0.19}). Проведённая серия экспериментов потребовала дальнейшего развития теории. Развита теория и анализ экспериментальных данных представлены в разделе 2.2.

В разделе 2.3 рассматривается сверхпроводящий спиновый клапан, представляющий собой СКВИД, в котором в качестве джозефсоновских переходов выступают нормальные рукава с полуметаллическими ферромагнитными вставками, играющими роль спиновых фильтров, см. рис. 6(a). Так как синглетная куперовская пара не может пройти через такой переход, весь транспорт заряда происходит через расщеплённые пары, когда два электрона идут по разным рукавам.

В пределе короткого контакта получено общее выражение для андреевских уровней в произвольном джозефсоновском контакте между двумя сверхпроводниками с учётом спин-зависящего рассеяния. Контакт характеризуется матрицами рассеяния на области слабой связи $\hat{S}_{ee}$ и $\hat{S}_{hh}$ (e =электрон, h =дырка) и матрицами андреевского отражения $\hat{S}_{eh}$ и $\hat{S}_{he}$, взятыми на энергии Δ (все эти матрицы действуют в спиновом пространстве и пространстве налетающих и отраженных частиц). Два (положительных) андреевских уровня даются формулой

$$E = \frac{\Delta}{2\sqrt{2}} \left[\mathcal{T} + 4 \pm \sqrt{\mathcal{T}^2 + 4\mathcal{D}} \right]^{1/2}, \quad (10)$$

где

$$\mathcal{T} = \text{tr } \hat{M}, \quad \mathcal{D} = \det \left[i \cdot \hat{1}_{4 \times 4} - \hat{M} \right], \quad \hat{M} = \hat{S}_{eh} \hat{S}_{hh} \hat{S}_{he} \hat{S}_{ee}. \quad (11)$$

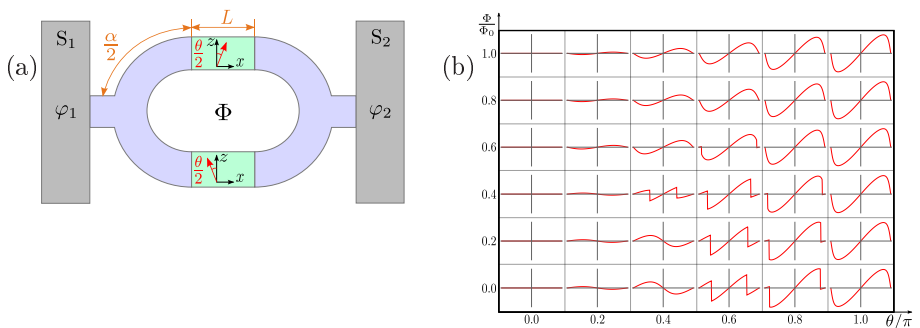


Рис. 6 — (а) Схема спин-фильтрующего СКВИДа с расщеплением куперовских пар. Зелёные вставки — полуметаллические ферромагнетики (спиновые фильтры), угол между намагниченностями которых (красные стрелки) равен θ . Через интерферометр проходит магнитный поток Φ . Величины $\alpha/2$ и L — фазы, набираемые квазичастицами при прохождении сегментов делителя потока и фильтров. (б) Зависимость ток-фазового соотношения от θ и Φ для геометрии $\alpha = 0.5\pi$, $L = 0.4\pi$. График состоит из многих «плиток», каждая из которых построена при значениях θ и Φ , соответствующих положению плитки на графике. В каждой плитке горизонтальная ось — разность фаз $\varphi \in [-\pi, \pi]$, вертикальная ось — сверхток I .

В случае $\theta = \pi$ спектр СКВИДа оказывается нечувствительным к Φ . Положив для простоты $\Phi = 0$, мы обнаруживаем, что спиновая симметрия эффективно восстановлена, спин сохраняется, и СКВИД становится эквивалентен квантовому точечному джозефсоновскому контакту [37] с эффективной прозрачностью, определяемой геометрическими параметрами системы α и L . В случае $\Phi = \Phi_0$ сохраняется «перевернутый спин» (перевернутые спиновые секторы составлены из противоположных спинов вблизи противоположных сверхпроводников), и система опять же сводится к квантовому точечному джозефсоновскому контакту с некоторой эффективной прозрачностью. Однако, в этом случае параметр порядка в формулах для квантового точечного контакта эффективно подавлен в сравнении с Δ в резервуарах.

Различные геометрические параметры системы приводят к качественному разному поведению характеристик СКВИДа (андреевских уровней, ток-фазового соотношения и критического джозефсоновского тока) как функций θ и Φ . Ток-фазовое соотношение $I(\varphi)$ может менять свою амплитуду и форму, в частности, демонстрируя переход из 0- в π -состояние. Переход происходит через промежуточные состояния, в которых $I(\varphi)$ составлена из 0- и π -сегментов с резкими скачками между ними, см. рис. 6(b).

В результате критический ток I_c может стать немонотонной функцией от θ . Периодичность по магнитному потоку равна $2\Phi_0$, т.е. удвоена по сравнению с обычным СКВИДом. Из-за интерференционных эффектов I_c может демонстрировать инвертированную зависимость от Φ (с максимумом, сдвинутым на половину периода, т.е. из 0 в Φ_0) или даже стать немонотонной функцией в интервале от 0 до Φ_0 (т.е. на половине периода).

Изложенные во второй главе результаты опубликованы в работах [8,11,12,15,16,18,19] из списка публикаций автора по теме диссертации.

Третья глава посвящена изучению влияния неоднородного и неупорядоченного магнетизма на сверхпроводимость.

В разделе 3.1 изучается минищель в SF и SFS контактах со спиральной намагниченностью. Показано, что обменное поле эффективно усредняется из-за неоднородности, и щель в плотности состояний в магнитной области сохраняется до значений много больших, чем в случае однородного обменного поля, а именно до критического обменного поля, имеющего порядок $h_c \sim (L/a)E_{\text{Th}}$, где L — размер F области, a — характерный размер, на котором меняется обменное поле (предполагается, что a много больше длины свободного пробега l).

В разделе 3.2 исследовано влияние магнитных неоднородностей $\delta\mathbf{h}(\mathbf{r})$ на неупорядоченные сверхпроводящие системы. Для $\delta\mathbf{h}$ предполагалось гауссово распределение с парным коррелятором

$$\langle \delta h_i(\mathbf{r}) \delta h_j(\mathbf{r}') \rangle = F_{ij}(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|), \quad (12)$$

имеющим произвольный пространственный масштаб a . Показано, что если a гораздо меньше всех макроскопических масштабов задачи, то эффект магнитного беспорядка может быть описан как эффективное рассеяние с переворотом спина в уравнении Узаделя (спин-флип рассеяние, см. последнее слагаемое в левой части)

$$D\nabla(\dot{g}\nabla\dot{g}) + \left[iE\hat{\tau}_3\hat{\sigma}_0 - \hat{\Delta}\hat{\sigma}_0 - i\hat{\tau}_3(\mathbf{h}\hat{\sigma}), \dot{g} \right] - \Gamma_{\text{sf}}^{ij} [\hat{\tau}_3\hat{\sigma}_i\dot{g}\hat{\tau}_3\hat{\sigma}_j, \dot{g}] = 0, \quad (13)$$

где $\mathbf{h}$ — гладкая часть обменного поля, $\hat{\tau}_i$ и $\hat{\sigma}_i$ — матрицы Паули в пространстве Горькова-Нambu и спиновом пространстве соответственно.

При $a \ll l$ матрица интенсивностей спин-флип рассеяния даётся формулой

$$\Gamma_{\text{sf}}^{ij} = \pi\nu \int d^3\mathbf{r} F_{ij}(r) \frac{\sin^2(k_F r)}{(k_F r)^2}, \quad (14)$$

где ν — плотность состояний в нормальном состоянии, k_F — фермиевская длина волны. В режиме короткокоррелированного магнитного беспорядка ($a \ll k_F^{-1}$) эта формула воспроизводит результат Абрикосова и Горькова [23]. В режиме среднекоррелированного беспорядка ($k_F^{-1} \ll a \ll l$) из формулы (14) получается

$$\Gamma_{\text{sf}}^{ij} = \pi\nu \int d^3\mathbf{r} F_{ij}(r) \frac{1}{2(k_F r)^2}. \quad (15)$$

Результат, описывающий интерполяцию между режимами среднекоррелированного [формула (15)] и длиннокоррелированного ($l \ll a$)

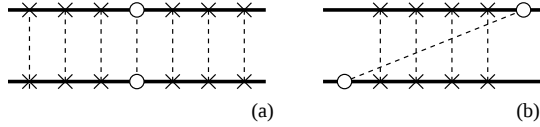


Рис. 7 — Два типа спин-флип рассеяния: (a) локальное; (b) нелокальное. Диаграммы показывают, как магнитное рассеяние входит в куперонный пропагатор. Сплошные жирные линии — функции Грина, штриховые линии — усреднение по гауссову беспорядку. Крестики и кружки — потенциальный и магнитный беспорядок.

беспорядка имеет вид

$$\Gamma_{sf}^{ij} = \frac{l^2}{3D} \int \frac{d^3\mathbf{q}}{(2\pi)^3} F_{ij}(q) \frac{\arctan(ql)}{ql - \arctan(ql)}. \quad (16)$$

Формулы, аналогичные (16), были получены в работах [38; 39] для коллинеарных периодических магнитных структур; рассмотрение, представленное в разделе 3.2 снимает эти ограничения. В длиннокоррелированном режиме следующий из формулы (16) результат для амплитуды обменного поля, подавляющего минищель в SF и SFS контактах, согласуется с результатами раздела 3.1.

Три вышеупомянутых режима исследованы с помощью трёх дополняющих друг друга подходов: уравнений Узаделя, нелинейной сигма-модели и диаграммного разложения. На диаграммном языке необходимо рассмотреть диаграммы, показанные на рис. 7.

В разделе 3.3 исследуется отклик диффузного сверхпроводника со слабыми неборновскими магнитными примесями на внешнее электромагнитное поле. Магнитные примеси изменяют спектр возбуждений в сверхпроводнике и поэтому влияют на проводимость и импеданс. Исследована зависимость проводимости и импеданса от частоты, концентрации магнитных примесей и их силы, и от концентрации квазичастиц (температуры). Учтена сложная структура спектра квазичастичных состояний, связанная с возможным наличием подщелевой примесной зоны, обусловленной неборновостью магнитных примесей.

Сила примеси определяется параметром $\zeta = \pi\nu JS$, где J и S — обменный интеграл и спин примеси. Предполагается $\zeta \ll 1$, что означает слабое (но конечное) отклонение от борновского предела. В этом случае примесные состояния Ю-Шибы-Русинова на отдельных примесях [24; 25; 40; 41] отстоят от энергии Δ на величину $\varepsilon_0 = -2\zeta^2\Delta$.

Концентрация магнитных примесей n_s считалась достаточно малой, так что подавление щели малó. С помощью обобщения (полученного Маркетти и Саймонсом [42]) уравнения Узаделя [43] на случай неборновских магнитных примесей были рассмотрены в рамках единого подхода различные режимы: режим Абрикосова-Горькова (с континуумом состояний выше щели) и предел самых малых концентраций магнитных примесей, в котором из-за перекрытия подщелевых примесных состояний ниже края

континуума образуется примесная зона ширины

$$W = 4 \frac{1}{2^{1/4} \pi^{1/2}} \left(\frac{n_s}{\nu \Delta} \right)^{1/2} \left(\frac{\Delta}{|\varepsilon_0|} \right)^{1/4} |\varepsilon_0|. \quad (17)$$

Основные полученные результаты относятся к пределу, в котором температура T , частота ω и подавление щели $\gamma_s^{2/3} \Delta$ (где $\gamma_s = 1/\tau_s \Delta$ — безразмерный паразарушающий параметр, τ_s — время спин-флип рассеяния) много меньше щели БКШ Δ в отсутствие магнитных примесей. В то же время соотношение между T , ω и $\gamma_s^{2/3} \Delta$ предполагалось произвольным, и явные аналитические ответы были получены в различных предельных случаях.

Например, в случае относительно широкой примесной зоны, $\omega, T \ll W$, с помощью формулы (7) получен следующий вклад от зоны в диссипативную проводимость:

$$\frac{\sigma_1^{(b)}(\omega)}{\sigma_0} = \frac{16n_s^2 T}{\pi^2 \nu^2 W^3} e^{-\frac{E_0 - W/2}{T}} \sinh\left(\frac{\omega}{2T}\right) K_1\left(\frac{\omega}{2T}\right), \quad (18)$$

где $E_0 = (1 - 2\zeta^2)\Delta$ — центр примесной зоны, K_1 — функция Макдональда. В случае же $(W - \omega) \ll T$ получено

$$\frac{\sigma_1^{(b)}(\omega)}{\sigma_0} = \frac{16n_s^2(W + \omega)}{3\pi^2 \nu^2 W^2 \omega} e^{-\frac{E_0}{T}} \sinh \frac{\omega}{2T} \left[\left(1 + \frac{\omega^2}{W^2}\right) E(k) - \frac{2\omega}{W} K(k) \right]. \quad (19)$$

Здесь K и E — полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно. Их аргумент есть $k = (W - \omega)/(W + \omega)$.

В разделе 3.4 исследуется плотность состояний в диффузных сверхпроводниках с сильными магнитными примесями, подчиняющимися статистике Пуассона. Таким образом могут быть описаны примеси произвольной силы, а известный случай борновских магнитных примесей с гауссовой статистикой является предельным случаем представленного полного рассмотрения. Теория среднего поля предсказывает нетривиальную структуру плотности состояний, содержащую континуум квазичастичных состояний, а также, возможно, примесную зону, см. рис. 8(b). В приближении среднего поля все края спектра являются жёсткими и обозначают чёткие границы между областями конечной и нулевой плотности состояний. С помощью инстантонов в технике репличной сигма-модели вычислена средняя плотность состояний за рамками среднеполевого приближения. Таким образом найдены подщелевые состояния [«хвосты» плотности состояний, см. рис. 8(a)], которые размывают края спектра за счёт флуктуаций потенциального (обычные примеси) и непотенциального (магнитные примеси) беспорядка.

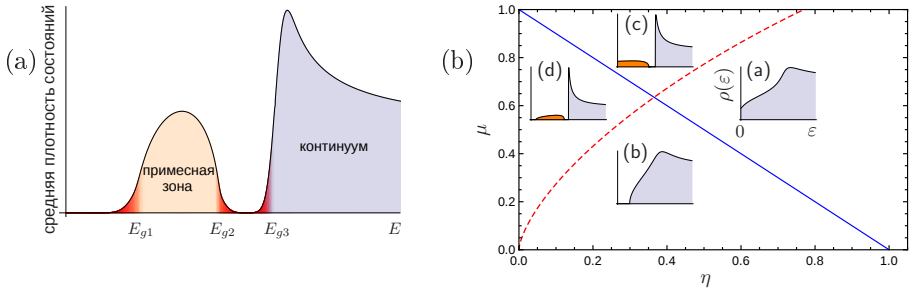


Рис. 8 — (а) Схематический вид средней плотности состояний. Среднеполюсовые резкие края спектра при энергиях E_{gi} размываются за счёт флуктуаций концентраций магнитных примесей и/или мезоскопических флуктуаций потенциального беспорядка. (б) Области различного поведения среднеполюсовой плотности состояний $\rho(E)$ на плоскости (η, μ) . Плотность состояний при $E = 0$ равна нулю (конечна) ниже (выше) сплошной синей линии. Примесная зона отделена от континуума (слита с континуумом) выше (ниже) штриховой красной кривой. Вставки показывают типичное поведение $\rho(E)$ в каждой области.

Магнитные примеси описываются двумя безразмерными параметрами:

$$\mu = \frac{2\zeta^2}{1 + \zeta^4}, \quad \eta = \frac{\bar{n}_s \mu}{\pi \nu \Delta}, \quad (20)$$

где $\bar{n}_s$ — средняя концентрация магнитных примесей. Параметр «унитарности» μ показывает силу отдельной примеси ($\mu \rightarrow 0$ — это борновский предел, а $\mu \sim 1$ — унитарный), в то время как η содержит информацию о концентрации примесей.

Оказывается, что задачу можно отобразить на рассмотренную ранее модель случайного параметра порядка (СПП) [44], в которой предполагается, что параметр порядка имеет флуктуирующую часть Δ_1 с гауссовым коррелятором $f(\mathbf{q}) = \langle \Delta_1 \Delta_1 \rangle_{\mathbf{q}}$. Отображение на модель СПП означает вычисление эффективных параметров этой модели через микроскопические параметры рассматриваемой задачи (в нашем случае — задачи о магнитных примесях). После этого можно применять известные результаты модели СПП [44] для плотности подщелевых состояний.

Энергию E будем задавать безразмерным расстоянием до края щели $\epsilon = |E_g - E|/\Delta \ll 1$. Вблизи каждого края спектра подщелевая плотность состояний с экспоненциальной точностью определяется действием инстантона с нарушенной репличной симметрией: $\langle \rho(E) \rangle \propto \exp(-\mathcal{S}_{\text{inst}})$.

Для каждого края спектра вычислен параметр ϵ_* , который определяет две различные асимптотики. При $\epsilon \ll \epsilon_*$ подщелевые состояния обусловлены оптимальными флуктуациями концентрации магнитных примесей, и результат (главная асимптотика) имеет универсальный вид [44; 45]

$$\langle \rho(E) \rangle \propto \exp \left[-\alpha_d(\eta, \mu) \frac{\Delta^2 V_\xi}{f(0)} \epsilon^{(8-d)/4} \right]. \quad (21)$$

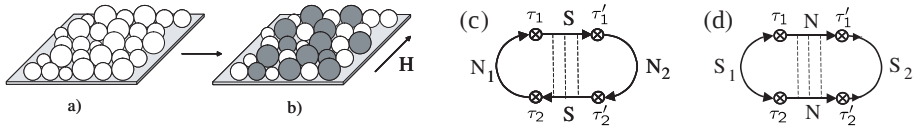


Рис. 9 — (а) Сверхпроводящая плёнка, состоящая из гранул разных размеров. (б) Та же гранулированная сетка под действием магнитного поля, близкого к среднему критическому полю отдельной гранулы. Изменение магнитного поля приводит к изменению относительной концентрации сверхпроводящих (белые) и нормальных (серые) гранул. Диаграмма (с) описывает связь нормальных гранул (N_1 и N_2) через сверхпроводящую гранулу S . Диаграмма (d) описывает туннелирование куперовской пары между сверхпроводящими гранулами (S_1 и S_2) через нормальную гранулу N . Сплошные (электронные) линии связаны штриховыми линиями, соответствующими примесям — таким образом возникают диффузоры и купероны. Сплошные линии с двумя стрелками обозначают аномальные функции Грина в сверхпроводниках.

С ростом ϵ роль мезоскопических флуктуаций усиливается. В режиме $\epsilon \gg \epsilon_*$ подщелевые состояния полностью обусловлены оптимальными флуктуациями потенциального беспорядка, и плотность состояний (дальняя асимптотика) принимает другой универсальный вид [42; 44]

$$\langle \rho(E) \rangle \propto \exp \left[-\beta_d(\eta, \mu) g_\xi \epsilon^{(6-d)/4} \right], \quad (22)$$

где $g_\xi = 8\pi\nu\Delta V_\xi \gg 1$, $V_\xi = A_{3-d}\xi_0^d$, а A_{3-d} — «поперечное сечение» в редуцированных $3-d$ измерениях (d — эффективная размерность геометрии инстантона). Для безразмерных функций $\alpha_d(\eta, \mu)$ и $\beta_d(\eta, \mu)$ получены аналитические выражения.

В результате вывода эффективной корреляционной функции $f(q)$ модели СПП показано, что имеются два механизма влияния магнитных примесей (непотенциального беспорядка) на плотность состояний: прямой, через флуктуации паразарушающего параметра, и непрямой, через наведённые флуктуации параметра порядка. В зависимости от значений η и μ , а также от рассматриваемого края спектра, два механизма могут как усиливать, так и подавлять друг друга. Оба механизма связаны с конечностью силы отдельных примесей и отсутствуют в борновском пределе ($\mu \rightarrow 0$). Представленное рассмотрение применимо к трёх- и нульмерным геометриям инстантона.

Изложенные в третьей главе результаты опубликованы в работах [2,7,10,17] из списка публикаций автора по теме диссертации.

Четвертая глава посвящена изучению кулоновских эффектов в гранулированных сверхпроводниках в магнитном поле.

В разделе 4.1 исследуется возможность перехода двумерного гранулированного сверхпроводника с относительно большой межгранульной проводимостью в диэлектрическое состояние под действием магнитного поля. Показано, что такое состояние возникает в модели с пространственными вариациями критического магнитного поля отдельной гранулы (за

счёт разброса в размерах гранул) в предположении чередования сверхпроводящих и нормальных (со сверхпроводимостью, подавленной полем) гранул, см. рис. 9(a) и (b). В этом случае в спектре электронных возбуждений имеется щель

$$\Delta^{(e)} \approx \frac{\Delta_0}{16\sqrt{2}\pi G} \ln \frac{GE_c}{\Delta_0}, \quad (23)$$

где G — туннельная проводимость границ между гранулами (в единицах $2e^2/\hbar$), E_c — зарядовая энергия отдельной гранулы. Это означает, что проводимость ведёт себя как

$$\sigma \sim \exp\left(-\frac{\Delta^{(e)}}{T}\right). \quad (24)$$

Формула (23) получена в приближении туннелирования между ближайшими соседями.

Чтобы убедиться в том, что туннельными процессами более высоких порядков действительно можно пренебречь, рассматриваются (i) туннелирование электронов между двумя N гранулами через виртуальное состояние в S грануле, и (ii) туннелирование куперовских пар между S гранулами через N гранулу [см. рис. 9(c) и (d) соответственно]. Малость амплитуд этих процессов обеспечивает устойчивость диэлектрического состояния по отношению к образованию металлического и сверхпроводящего состояния соответственно. Анализ этих поправок показывает, что диэлектрическое состояние устойчиво при $G < G^*$, где

$$G^* \sim \left(\frac{\Delta_0}{\delta}\right)^{1/3}, \quad (25)$$

а δ — среднее расстояние между уровнями в отдельной грануле. Поскольку отношение Δ_0/δ велико (иначе для отдельной гранулы нельзя использовать даже приближение среднего поля), G^* оказывается больше, чем критическое значение

$$G_c \approx \frac{1}{4\pi} \ln \frac{E_c}{\delta}, \quad (26)$$

которое соответствует возникновению сильных кулоновских корреляций в двумерной гранулированной сетке в отсутствие сверхпроводимости [46; 47]. Таким образом в образцах с межгранульной проводимостью в интервале

$$G_c < G < G^* \quad (27)$$

диэлектрическое состояние действительно индуцируется локальными сверхпроводящими корреляциями.

В разделе 4.2 изучается влияние магнитного поля и кулоновского взаимодействия на эффект близости в контакте между сверхпроводником и гранулой из нормального металла в пределе хорошей проводимости границы. Рассматривается нормальная гранула, связанная со сверхпроводящим берегом туннельным контактом с низкой прозрачностью, но большой полной проводимостью G (которая определяется произведением прозрачности на число каналов). Предполагается нульмерный предел, т.е. энергия Таулеса $E_{\text{Th}} = D/d^2$ велика по сравнению со всеми другими характерными энергиями системы, включая сверхпроводящую щель Δ в берегу (здесь d — характерный размер гранулы). В этом пределе наведённая в результате эффекта близости минищель [48] равна $E_g = G\delta/4$ при условии $E_g \ll \Delta$, где δ — среднее расстояние между уровнями в грануле в расчёте на одну проекцию спина. Предполагаются выполненными условия

$$\Delta \gg (E_g, E_C) \gg \delta, \quad (28)$$

где $E_C = e^2/2C$ — характерная кулоновская энергия гранулы. Если гранула достаточно мала, орбитальным эффектом магнитного поля можно пренебречь.

Для одновременного описания эффекта близости и зарядовых эффектов используется адиабатическое приближение, ранее предложенное в работе [49]. Неравенство $E_C \gg \delta$ обеспечивает разделение энергетических масштабов: электронные степени свободы оказываются медленными по сравнению с характерной частотой флуктуаций электрического потенциала. Это позволяет вычислить перенормированное (за счёт взаимодействия) значение минищели $\tilde{E}_g$. Результат конкуренции между зарядовыми эффектами и эффектом близости определяется отношением зарядовой энергии E_C и эффективной «джозефсоновской» энергии $E_J \propto G^2\delta \ln(\Delta/E_g)$. Последняя имеет смысл джозефсоновской энергии связи [50] между сверхпроводящим берегом и воображаемым слабым сверхпроводником с параметром порядка E_g . Имеются два предельных случая для указанного отношения: (i) режим *слабой кулоновской блокады* $E_J \gg E_C$, в котором возникает малая отрицательная поправка к минищели в отсутствие взаимодействия E_g [см. рис. 10(a)], и (ii) режим *сильной кулоновской блокады* $E_J \ll E_C$, в котором минищель экспоненциально подавлена.

Магнитное поле не влияет на минищель $\tilde{E}_g$, если $H < \tilde{E}_g/2$, в то время как в противоположном случае возникают дополнительные решения, приводящие к богатой фазовой диаграмме, описывающей различные возможные значения минищели, см. рис. 10(b). Возможны три фазы нормальной гранулы: сильное (S) и слабое (S') сверхпроводящее (т.е. щелевое), а также нормальное (т.е. бесщелевое) состояние (N). Переход из S фазы в S' и N является фазовым переходом первого рода, а переход между S' и N состояниями — переходом второго рода.

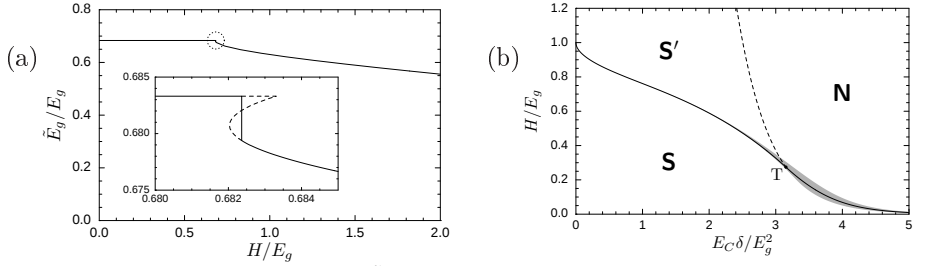


Рис. 10 — (a) Зависимость $\tilde{E}_g(H)$ в пределе слабой кулоновской блокады. Независящее от H решение называем сильным (S) сверхпроводящим состоянием, а решение, которое подавляется полем называем слабым (S') сверхпроводящим состоянием. Вставка показывает увеличенную окрестность точки $H = \tilde{E}_g(0)$, которая обведена окружностью на основном графике. Сплошная линия показывает значение $\tilde{E}_g$, при котором достигается абсолютный минимум свободной энергии, а штриховые линии соответствуют дополнительным решениям уравнений самосогласования. Кривые построены при $E_C\delta/E_g^2 = 1.5$, $G = 40$, $\Delta/E_g = 150$. (b) Фазовая диаграмма E_C-H . Сплошная линия показывает фазовый переход первого рода из S в N либо S' состояние. Область сосуществования фаз затенена. Штриховая линия показывает S'-N переход второго рода. Все три фазы находятся в равновесии в тройной точке T. Диаграмма построена при $G = 40$, $\Delta/E_g = 150$.

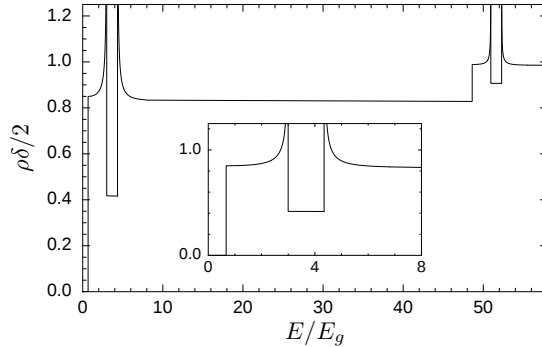


Рис. 11 — Зависимость туннельной плотности состояний от энергии для фазы S' при параметрах $E_C\delta/E_g^2 = 1.0$, $H/\tilde{E}_g = 3.0$, $\Delta/E_g = 150$. На вставке показана структура первого пика. Кулоновская щель и щель от эффекта близости четко разделены при $H > \tilde{E}_g$.

Туннельная плотность состояний также сильно модифицируется магнитным полем. Эта величина представляет особый интерес, потому что может быть напрямую измерена в эксперименте как дифференциальная проводимость между гранулой и нормальной иглой туннельного микроскопа. Кулоновское взаимодействие существенно влияет на туннельную плотность состояний: с ростом зарядовой энергии минищель постепенно трансформируется в кулоновскую щель порядка E_C . При больших магнитных полях $H > \tilde{E}_g$ в туннельной плотности состояний возникают две различные щели: кулоновская щель при нулевой энергии и щель от эффекта близости, сдвинутая магнитным полем относительно нуля за счёт эффекта Зеемана, см. рис. 11.

Изложенные в четвёртой главе результаты опубликованы в работах [3,4] из списка публикаций автора по теме диссертации.

Приложения содержат технические подробности вычислений и вспомогательные результаты.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Рассмотрен джозефсоновский SFS контакт с неелевской доменной структурой в F слое. Показано, что в доменных стенках возникает нечётная по частоте (ω -нечётная) дальнodelствующая триплетная компонента, которая в грязном пределе проникает вглубь доменов на расстояние порядка $\xi_T = \sqrt{D/2\pi T}$. Вычислен вклад этой компоненты в джозефсоновский ток в случае, когда обычные короткодействующие компоненты экспоненциально затухают на толщине F слоя и дают пренебрежимо малый вклад. В пределе толщины F слоя, малой по сравнению с глубиной проникновения дальнodelствующей компоненты, обнаружено, что контакт находится в π -состоянии. В SF контакте вычислено изменение плотности состояний на свободной поверхности F слоя благодаря ω -нечётной компоненте. Показано, что если вращение намагниченности во всех доменных стенках происходит в одном и том же направлении, то изменение плотности состояний при сканировании вдоль поверхности обращается в ноль в середине доменов.
2. Исследована проводимость контакта между нормальным металлом и сверхпроводником, имеющим симметрию, предложенную Березинским. Главная особенность этой симметрии — нечётная зависимость аномальной функции Грина от частоты, что делает возможным s-волновое триплетное сверхпроводящее состояние (сверхпроводник Березинского). Андреевское отражение (связывающее положительные и отрицательные энергии) чувствительно к частотной симметрии; в результате этого проводимость контакта со сверхпроводником Березинского качественно отличается от случая обычного сверхпроводника. Полученные результаты

могут быть использованы для экспериментального обнаружения ω -нечётных компонент, предсказанных в ряде систем.

3. Исследованы симметрии и магнитные свойства сверхпроводящих корреляций, возникающих как наведённые компоненты в неоднородных сверхпроводниках. Частотная симметрия, пространственная чётность и тип магнитного отклика наведённых корреляций оказываются противоположны аналогичным характеристикам в объёме. Этот вывод остаётся справедливым и при обобщении теории сверхпроводимости на случай недавно предложенных диамагнитных ω -нечётных однородных сверхпроводников. В результате сверхпроводящие корреляции можно разбить на восемь классов, учитывая их симметрии и магнитные свойства. С учётом возможности нарушения трансляционной инвариантности и спиновой симметрии эти восемь типов состояний делятся на две несмешивающиеся группы, причём ω -нечётные состояния с диамагнитным и парамагнитным откликом принадлежат разным группам. Далее рассмотрены физические свойства однородного сверхпроводника с недавно предложенным новым типом ω -нечётного спаривания, обладающего диамагнитным мейснеровским откликом (ω -нечётное-диа состояние). Такое состояние было предложено в качестве решения проблемы устойчивости объёмного ω -нечётного сверхпроводящего состояния с парамагнитным откликом (ω -нечётное-пара состояние). В предположении существования ω -нечётного-диа состояния (за счёт некоторого запаздывающего взаимодействия) был изучен вопрос о его сосуществовании с ω -нечётным-пара состоянием. Последнее, как известно, реализуется в качестве наведённой сверхпроводящей компоненты в системах с эффектом близости. В результате вычисления сверхтекучей плотности смешанного ω -нечётного-пара/диа состояния и джозефсоновского тока между ω -нечётным-пара и -диа состояниями оказалось, что выражения для тока в обоих случаях имеют мнимые вклады, т.е. являются нефизическими. Показано, что реализация ω -нечётного-диа состояния означает отсутствие гамильтонова описания системы. На основании этого сделан вывод о том, что в действительности не существует физически реализуемых возмущений, способных привести к спонтанному нарушению симметрии, необходимому для фактической реализации ω -нечётного-диа сверхпроводящего состояния. В этом случае противоречие, связанное с нефизическими результатами для тока, устраняется. Физически реализуемой оказывается только группа состояний, содержащая ω -нечётное-пара состояние.
4. Вычислена локальная комплексная проводимость и импеданс на диффузной границе кирального p -волнового сверхпроводника.

Рассмотрен отклик на внешнее электромагнитное поле как на подщелевых, так и на надщелевых частотах. Изучены аномальные особенности поверхностного импеданса, связанные с генерацией вблизи границы ω -нечётных сверхпроводящих корреляций. Полученные результаты дают микроскопическое обоснование феноменологической двухжидкостной модели с увеличенной плотностью нормальной компоненты, ранее предложенной для объяснения аномальных особенностей микроволнового отклика в рутенате стронция. Теоретические результаты сопоставлены с измерениями поверхностного импеданса Sr_2RuO_4 , проведёнными в ИФТТ РАН. Наблюдается качественное согласие теории и эксперимента, что подтверждает киральную p -волновую симметрию Sr_2RuO_4 .

5. Исследована критическая температура T_c трёхслойной SFF структуры, в которой при неколлинеарных намагниченностях F слоёв возникает дальнедействующая триплетная сверхпроводящая компонента. Показано, что T_c может быть немонотонной функцией угла α между намагниченностями двух F слоёв. Минимум достигается при промежуточном значении α , лежащем между параллельным (P , $\alpha = 0$) и антипараллельным (AP , $\alpha = \pi$) случаями. Это означает возможность «триплетного» эффекта спинового клапана: при температурах выше минимума T_c^{Tr} , но ниже T_c^P и T_c^{AP} , система будет в сверхпроводящем состоянии только при ориентациях, близких к коллинеарным. При определённых параметрах зависимость $T_c(\alpha)$ может иметь возвратный характер. Если же рассматривать только P и AP конфигурации, то в зависимости от параметров системы возможен как «стандартный» ($T_c^P < T_c^{AP}$), так и «обратный» ($T_c^P > T_c^{AP}$) эффект переключения. Проведён теоретический анализ экспериментов, подтвердивших как триплетный эффект спинового клапана, так и обратный эффект переключения; получено согласие теории и эксперимента.
6. Исследован спиновый клапан, представляющий собой баллистический СКВИД со спиновой фильтрацией в рукавах за счёт полуметаллических ферромагнетиков. Синглетная куперовская пара не может пройти через такой рукав, поэтому джозефсоновский ток полностью обусловлен процессами с расщеплением пар, когда два электрона идут по разным рукавам интерферометра. Для выяснения основных механизмов транспорта через расщеплённые куперовские пары рассмотрен предел одноканальных проводников и короткого контакта. При различных геометрических параметрах системы зависимость характеристик СКВИДа (андреевские уровни, ток-фазовое соотношение и критический ток) от двух управляющих параметров (угол между намагниченностями и магнитный поток) имеет качественно различный

характер. Ток-фазовая характеристика может менять амплитуду и форму, в частности менять знак (что означает переход в состояние π -контакта) и иметь дополнительные пересечения нуля. Критический ток может быть немонотонной функцией угла между намагниченностями и магнитного потока (на половине периода). Периодичность по магнитному потоку оказывается удвоенной по сравнению с обычным СКВИДом.

7. Рассмотрена задача об эффекте близости в диффузной системе, составленной из сверхпроводящих и нормальных (или ферромагнитных) областей с магнитным беспорядком. В случае слабого магнитного беспорядка показано, что на масштабах много больше его корреляционной длины эффект магнитного беспорядка может быть описан локальным членом в уравнениях Узаделя, соответствующим процессам рассеяния электронов с переворотом спина (спин-флип). Спин-флип член в уравнении Узаделя и соответствующая интенсивность спин-флип рассеяния выведены в общем случае трёхмерного зеемановского поля с произвольной корреляционной длиной. В данной задаче можно выделить три основных режима: точечные примеси (корреляционная длина меньше фермиевской длины волны), среднемасштабный беспорядок (корреляционная длина больше фермиевской длины волны, но меньше длины свободного пробега) и крупномасштабный беспорядок (корреляционная длина больше длины свободного пробега). Эти три режима исследованы с помощью трёх дополняющих друг друга подходов: уравнения Узаделя, нелинейная сигма-модель и диаграммное разложение. Полученные общие результаты согласуются с частными случаями, изучавшимися ранее.
8. Рассмотрена диссипативная часть поверхностного импеданса в диффузном сверхпроводнике с со слабыми неборновскими магнитными примесями. Исследована зависимость импеданса от частоты, концентрации магнитных примесей и их силы, и от концентрации и температуры квазичастиц. Даже малая концентрация неборновских магнитных примесей существенно меняет спектр возбуждений вблизи щели БКШ, создавая подщелевые состояния. Поэтому особое внимание было уделено пороговому поведению при нулевой температуре, а также низкочастотному поглощению за счет квазичастиц. Показано, что примесные состояния, возникающие при малых плотностях магнитных примесей, могут служить ловушками для неравновесных квазичастиц, уменьшая поглощение в некотором диапазоне низких частот электромагнитного поля.

9. Исследована плотность состояний в диффузных сверхпроводниках с магнитными примесями, подчиняющимися статистике Пуассона. Таким образом могут быть описаны примеси произвольной «силы», а известный случай борновских магнитных примесей с гауссовой статистикой является предельным случаем этого рассмотрения. Теория среднего поля предсказывает нетривиальную структуру плотности состояний, содержащую континуум квазичастичных состояний, а также (в некотором диапазоне параметров) примесную зону. В приближении среднего поля все края спектра являются жёсткими и обозначают чёткие границы между областями конечной и нулевой плотности состояний. С помощью инстантонного подхода в технике репличной сигма-модели вычислена средняя плотность состояний за рамками среднеполевого приближения. Таким образом найдены подщелевые состояния («хвосты»), которые размывают края спектра за счёт флуктуаций потенциального (обычные примеси) и непотенциального (магнитные примеси) беспорядка. Неоднородность концентрации магнитных примесей приводит к появлению подщелевых состояний за счёт двух механизмов: флуктуаций паразитирующего параметра (магнитный аналог мезоскопических флуктуаций) и флуктуаций параметра порядка (определяемого самосогласованно).
10. Исследована возможность перехода двумерного гранулированного сверхпроводника с хорошей проводимостью межгранульных границ в диэлектрическое состояние под действием магнитного поля. В случае пространственных вариаций размеров гранул меняется и критическое магнитное поле отдельной гранулы, поэтому во внешнем поле часть гранул переходит в нормальное состояние. Показано, что диэлектрическое состояние возникает в предположении шахматного порядка чередования сверхпроводящих и нормальных гранул.
11. Исследовано влияние магнитного поля и кулоновского взаимодействия на эффект близости в контакте между сверхпроводником и гранулой из нормального металла в пределе большой безразмерной проводимости границы. Изучено подавление наведённой сверхпроводимости в грануле магнитным полем в зависимости от силы кулоновского взаимодействия. Построена фазовая диаграмма в координатах кулоновская энергия – магнитное поле. Возможны три фазы нормальной гранулы: сильное (S) и слабое (S') сверхпроводящее (т.е. щелевое), а также нормальное (т.е. бесщелевое) состояние (N). Переход из S фазы в S' и N является фазовым переходом первого рода, а переход между S' и N состояниями — переходом

второго рода. Кроме того, исследована туннельная плотность состояний в нормальной грануле. В туннельной плотности состояний можно различить две щели, соответствующие эффекту близости (минищель) и кулоновской блокаде (кулоновская щель). Такое различие становится возможным благодаря магнитному полю, которое смещает положение минищели за счет эффекта Зеемана.

Публикации автора по теме диссертации

1. *Volkov, A. F., Fominov, Y. V., Efetov, K. B.* Long-range odd triplet superconductivity in superconductor-ferromagnet structures with Néel walls // Phys. Rev. B. — 2005. — Vol. 72. — P. 184504.
2. *Ivanov, D. A., Fominov, Y. V.* Minigap in superconductor-ferromagnet junctions with inhomogeneous magnetization // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 73. — P. 214524.
3. *Beloborodov, I. S., Fominov, Y. V., Lopatin, A. V., Vinokur, V. M.* Insulating state of granular superconductors in a strong-coupling regime // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 74. — P. 014502.
4. *Ostrovsky, P. M., Fominov, Y. V., Feigel'man, M. V.* Proximity effect in the presence of Coulomb interaction and magnetic field // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 74. — P. 104505.
5. *Fominov, Y. V., Volkov, A. F., Efetov, K. B.* Josephson effect due to the long-range odd-frequency triplet superconductivity in SFS junctions with Néel domain walls // Phys. Rev. B. — 2007. — Vol. 75. — P. 104509.
6. *Fominov, Y. V.* Conductance of a junction between a normal metal and a Berezinskii superconductor // Письма в ЖЭТФ. — 2007. — Т. 86. — С. 842.
7. *Ivanov, D. A., Fominov, Y. V., Skvortsov, M. A., Ostrovsky, P. M.* Effective spin-flip scattering in diffusive superconducting proximity systems with magnetic disorder // Phys. Rev. B. — 2009. — Vol. 80. — P. 134501.
8. *Fominov, Y. V., Golubov, A. A., Karminskaya, T. Y., Kupriyanov, M. Y., Deminov, R. G., Tagirov, L. R.* Superconducting triplet spin valve // Письма в ЖЭТФ. — 2010. — Т. 91. — С. 329.
9. *Asano, Y., Golubov, A. A., Fominov, Y. V., Tanaka, Y.* Unconventional Surface Impedance of a Normal-Metal Film Covering a Spin-Triplet Superconductor Due to Odd-Frequency Cooper Pairs // Phys. Rev. Lett. — 2011. — Vol. 107. — P. 087001.
10. *Fominov, Y. V., Houzet, M., Glazman, L. I.* Surface impedance of superconductors with weak magnetic impurities // Phys. Rev. B. — 2011. — Vol. 84. — P. 224517.

11. *Leksin, P. V., Garif'yanov, N. N., Garifullin, I. A., Fominov, Y. V., Schumann, J., Krupskaya, Y., Kataev, V., Schmidt, O. G., Büchner, B.* Evidence for Triplet Superconductivity in a Superconductor-Ferromagnet Spin Valve // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 109. — P. 057005.
12. *Leksin, P. V., Kamashev, A. A., Garif'yanov, N. N., Garifullin, I. A., Fominov, Y. V., Schumann, J., Hess, C., Kataev, V., Büchner, B.* Peculiarities of performance of the spin valve for the superconducting current // *Письма в ЖЭТФ.* — 2013. — Т. 97. — С. 549.
13. *Asano, Y., Fominov, Y. V., Tanaka, Y.* Consequences of bulk odd-frequency superconducting states for the classification of Cooper pairs // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 90. — P. 094512.
14. *Fominov, Y. V., Tanaka, Y., Asano, Y., Eschrig, M.* Odd-frequency superconducting states with different types of Meissner response: Problem of coexistence // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 91. — P. 144514.
15. *Leksin, P. V., Garif'yanov, N. N., Kamashev, A. A., Fominov, Y. V., Schumann, J., Hess, C., Kataev, V., Büchner, B., Garifullin, I. A.* Superconducting spin-valve effect and triplet superconductivity in $\text{CoO}_x/\text{Fe1}/\text{Cu}/\text{Fe2}/\text{Cu}/\text{Pb}$ multilayer // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 91. — P. 214508.
16. *Leksin, P. V., Garif'yanov, N. N., Kamashev, A. A., Validov, A. A., Fominov, Y. V., Schumann, J., Kataev, V., Thomas, J., Büchner, B., Garifullin, I. A.* Isolation of proximity-induced triplet pairing channel in a superconductor/ferromagnet spin valve // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 93. — 100502(R).
17. *Fominov, Y. V., Skvortsov, M. A.* Subgap states in disordered superconductors with strong magnetic impurities // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 93. — P. 144511.
18. *Stroganov, P. L., Fominov, Y. V.* Cooper pair splitting in ballistic ferromagnetic SQUIDS // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Vol. 96. — P. 174508.
19. *Kamashev, A. A., Validov, A. A., Schumann, J., Kataev, V., Büchner, B., Fominov, Y. V., Garifullin, I. A.* Increasing the performance of a superconducting spin valve using a Heusler alloy // *Beilstein J. Nanotechnol.* — 2018. — Vol. 9. — P. 1764.
20. *Bakurskiy, S. V., Fominov, Y. V., Shevchun, A. F., Asano, Y., Tanaka, Y., Kupriyanov, M. Y., Golubov, A. A., Trunin, M. R., Kashiwaya, H., Kashiwaya, S., Maeno, Y.* Local impedance on a rough surface of a chiral p -wave superconductor // *Phys. Rev. B.* — 2018. — Vol. 98. — P. 134508.

Список литературы

1. *Sarma, G.* On the influence of a uniform exchange field acting on the spins of the conduction electrons in a superconductor // J. Phys. Chem. Solids. — 1963. — Vol. 24. — P. 1029.
2. *Ларкин, А. И., Овчинников, Ю. Н.* Неоднородное состояние сверхпроводников // ЖЭТФ. — 1964. — Т. 47. — С. 1136.
3. *Fulde, P., Ferrell, R. A.* Superconductivity in a Strong Spin-Exchange Field // Phys. Rev. — 1964. — Vol. 135. — A550.
4. *Буздин, А. И., Булаевский, Л. Н., Пятоков, С. В.* Осцилляции критического тока в зависимости от обменного поля и толщины ферромагнитного металла (F) в джозефсоновском контакте S-F-S // Письма в ЖЭТФ. — 1982. — Т. 35. — С. 147.
5. *Буздин, А. И., Куприянов, М. Ю.* Критическая температура сверхрешетки ферромагнетик-сверхпроводник // Письма в ЖЭТФ. — 1990. — Т. 52. — С. 1089.
6. *Ryazanov, V. V., Oboznov, V. A., Rusanov, A. Y., Veretennikov, A. V., Golubov, A. A., Aarts, J.* Coupling of Two Superconductors through a Ferromagnet: Evidence for a π Junction // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 86. — P. 2427.
7. *Kontos, T., Aprili, M., Lesueur, J., Grison, X.* Inhomogeneous superconductivity induced in a ferromagnet by proximity effect // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 86. — P. 304.
8. *Oboznov, V. A., Bol'ginov, V. V., Feofanov, A. K., Ryazanov, V. V., Buzdin, A. I.* Thickness dependence of the josephson ground states of superconductor-ferromagnet-superconductor junctions // Phys. Rev. Lett. — 2006. — Vol. 96. — P. 197003.
9. *Frolov, S. M., Stoutimore, M. J. A., Crane, T. A., Van Harlingen, D. J., Oboznov, V. A., Ryazanov, V. V., Ruosi, A., Granata, C., Russo, M.* Imaging spontaneous currents in superconducting arrays of π -junctions // Nature Phys. — 2008. — Vol. 4. — P. 32.
10. *Buzdin, A. I.* Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures // Rev. Mod. Phys. — 2005. — Vol. 77. — P. 935.
11. *Bergeret, F. S., Volkov, A. F., Efetov, K. B.* Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures // Rev. Mod. Phys. — 2005. — Vol. 77. — P. 1321.
12. *Golubov, A. A., Kupriyanov, M. Y., Il'ichev, E.* The current-phase relation in Josephson junctions // Rev. Mod. Phys. — 2004. — Vol. 76. — P. 411.
13. *Березинский, В. Л.* Новая модель анизотропной фазы сверхтекучего He^3 // Письма в ЖЭТФ. — 1974. — Т. 20. — С. 628.

14. *Belitz, D., Kirkpatrick, T. R.* Even-parity spin-triplet superconductivity in disordered electronic systems // *Phys. Rev. B.* — 1992. — Vol. 46. — P. 8393.
15. *Balatsky, A., Abrahams, E.* New class of singlet superconductors which break the time reversal and parity // *Phys. Rev. B.* — 1992. — Vol. 45. — 13125(R).
16. *Solenov, D., Martin, I., Mozyrsky, D.* Thermodynamical stability of odd-frequency superconducting state // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 79. — P. 132502.
17. *Kusunose, H., Fuseya, Y., Miyake, K.* On the Puzzle of Odd-Frequency Superconductivity // *J. Phys. Soc. Jpn.* — 2011. — Vol. 80. — P. 054702.
18. *Tanaka, Y., Tanuma, Y., Golubov, A. A.* Odd-frequency pairing in normal-metal/superconductor junctions // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76. — P. 054522.
19. *Asano, Y., Tanaka, Y.* Majorana fermions and odd-frequency Cooper pairs in a normal-metal nanowire proximity-coupled to a topological superconductor // *Phys. Rev. B.* — 2013. — Vol. 87. — P. 104513.
20. *Radović, Z., Ledvij, M., Dobrosavljević-Grujić, L., Buzdin, A. I., Clem, J. R.* Transition temperatures of superconductor-ferromagnet superlattices // *Phys. Rev. B.* — 1991. — Vol. 44. — P. 759.
21. *Tagirov, L. R.* Low-field superconducting spin switch based on a superconductor/ferromagnet multilayer // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83. — P. 2058.
22. *Buzdin, A. I., Vedyayev, A. V., Ryzhanova, N. V.* Spin-orientation-dependent superconductivity in F/S/F structures // *Europhys. Lett.* — 1999. — Vol. 48. — P. 686.
23. *Абрикосов, А. А., Горьков, Л. П.* К теории сверхпроводящих сплавов с парамагнитными примесями // *ЖЭТФ.* — 1960. — Т. 39. — С. 1781.
24. *Shiba, H.* Classical Spins in Superconductors // *Prog. Theor. Phys.* — 1968. — Vol. 40. — P. 435.
25. *Русинов, А. И.* К теории бесщелевой сверхпроводимости в сплавах, содержащих парамагнитные примеси // *ЖЭТФ.* — 1969. — Т. 56. — С. 2047.
26. *Single Charge Tunneling* / ed. by H. Grabert, M. H. Devoret. — New York : Plenum, 1992.
27. *Matveev, K. A., Glazman, L. I.* Charge quantization in a normal coulomb island strongly coupled to a superconductor // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 81. — P. 3739.

28. *Baturina, T. I., Strunk, C., Baklanov, M. R., Satta, A.* Quantum Metallicity on the High-Field Side of the Superconductor-Insulator Transition // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98. — P. 127003.
29. *Maeno, Y., Kittaka, S., Nomura, T., Yonezawa, S., Ishida, K.* Evaluation of Spin-Triplet Superconductivity in Sr_2RuO_4 // *J. Phys. Soc. Jpn.* — 2012. — Vol. 81. — P. 011009.
30. *Куприянов, М. Ю., Лукичев, В. Ф.* Влияние прозрачности границ на критический ток грязных SS'S структур // *ЖЭТФ.* — 1988. — Т. 94. — С. 139.
31. *Lambert, C. J., Raimondi, R.* Phase-coherent transport in hybrid superconducting nanostructures // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 1998. — Vol. 10. — P. 901.
32. *Pannetier, B., Courtois, H.* Andreev reflection and proximity effect // *J. Low Temp. Phys.* — 2000. — Vol. 118. — P. 599.
33. *Tanaka, Y., Golubov, A. A.* Theory of the Proximity Effect in Junctions with Unconventional Superconductors // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98. — P. 037003.
34. *Tanaka, Y., Asano, Y., Golubov, A. A., Kashiwaya, S.* Anomalous features of the proximity effect in triplet superconductors // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 72. — 140503(R).
35. *Leksin, P. V., Garif'yanov, N. N., Garifullin, I. A., Schumann, J., Kataev, V., Schmidt, O. G., Büchner, B.* Oscillation behavior of the Spin Valve Effect for Supercurrent in a Superconductor/Ferromagnet Thin Film Heterostructures // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 106. — P. 067005.
36. *Leksin, P. V., Garif'yanov, N. N., Garifullin, I. A., Schumann, J., Kataev, V., Schmidt, O. G., Büchner, B.* Physical properties of the superconducting spin-valve Fe/Cu/Fe/In heterostructure // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 85. — P. 024502.
37. *Beenakker, C. W. J.* Universal limit of critical-current fluctuations in mesoscopic Josephson-junctions // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — Vol. 67. — P. 3836.
38. *Bulaevskii, L. N., Buzdin, A. I., Panjukov, S. V., Kulić, M. L.* Theory of magnetic-structure in reentrant magnetic superconductors HoMo_6S_8 and ErRh_4B_4 // *Phys. Rev. B.* — 1983. — Vol. 28. — P. 1370.
39. *Буздин, А. И.* Поверхностная сверхпроводимость в ферромагнетиках // *Письма в ЖЭТФ.* — 1985. — Т. 42. — С. 283.
40. *Yu, L.* Bound state in superconductors with paramagnetic impurities // *Acta Phys. Sin.* — 1965. — Vol. 21. — P. 75.

41. *Soda, T., Matsuura, T., Nagaoka, Y.* *s-d* Exchange Interaction in a Superconductor // Prog. Theor. Phys. — 1967. — Vol. 38. — P. 551.
42. *Marchetti, F. M., Simons, B. D.* Tail states in disordered superconductors with magnetic impurities: the unitarity limit // J. Phys. A. — 2002. — Vol. 35. — P. 4201.
43. *Usadel, K. D.* Generalized diffusion equation for superconducting alloys // Phys. Rev. Lett. — 1970. — Vol. 25. — P. 507.
44. *Skvortsov, M. A., Feigel'man, M. V.* Subgap states in disordered superconductors // ЖЭТФ. — 2013. — Т. 144. — С. 560.
45. *Ларкин, А. И., Овчинников, Ю. Н.* Плотность состояний в неоднородных сверхпроводниках // ЖЭТФ. — 1971. — Т. 61. — С. 2147.
46. *Beloborodov, I. S., Efetov, K. B., Lopatin, A. V., Vinokur, V. M.* Transport properties of granular metals at low temperatures // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 91. — P. 246801.
47. *Beloborodov, I. S., Lopatin, A. V., Vinokur, V. M.* Coulomb effects and hopping transport in granular metals // Phys. Rev. B. — 2005. — Vol. 72. — P. 125121.
48. *Голубов, А. А., Куприянов, М. Ю.* Эффект Джозефсона в туннельных SNINS и SNIS структурах с конечной прозрачностью SN границ // ЖЭТФ. — 1989. — Т. 96. — С. 1420.
49. *Ostrovsky, P. M., Skvortsov, M. A., Feigel'man, M. V.* Coulomb blockade of proximity effect at large conductance // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Vol. 92. — P. 176805.
50. *Ambegaokar, V., Baratoff, A.* Tunneling Between Superconductors // Phys. Rev. Lett. — 1963. — Vol. 10. — P. 486.