

На правах рукописи

**Арутюнов
Константин Юрьевич**

**Экспериментальное исследование
токовых состояний низкоразмерных
сверхпроводников**

Специальность 01.04.09 - физика низких температур

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва – 2012 г.

Работа выполнена в отделе микроэлектроники Научно-Исследовательского Института Ядерной Физики им. Д. В. Скобельцина Московского Государственного Университете имени М. В. Ломоносова.

Официальные оппоненты: Доктор физико-математических наук,
профессор, А. Ф. Андреев
Доктор физико-математических наук,
профессор, В. В. Рязанов
Доктор физико-математических наук,
профессор, В. А. Кульбачинский

Ведущая организация: Физический институт имени П. Н. Лебедева
Российской академии наук (ФИАН)

Защита состоится " ____ " _____ 2012 г. в ____ часов на заседании диссертационного совета Д.501.001.70 при Московском Государственном Университете имени М. В. Ломоносова по адресу: Россия, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, _____.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан " ____ " _____ 2012 г.

Ученый секретарь

Диссертационного Совета Д 501.001.70,

доктор физико-математических наук,

профессор

Плотников Г. С.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

За 100 лет с момента открытия сверхпроводимости в 1911 г. это явление не перестает интересовать научную общественность. Стоит лишь заметить, что уже шесть Нобелевских премий в области физики были присуждены за исследования, косвенно (1913 и 1962 гг.) или непосредственно (1972, 1973, 1987 и 2003 гг.) связанные со сверхпроводимостью. Можно взять на себя ответственность и утверждать, что, по крайней мере - еще одна премия за объяснение эффекта высокотемпературной сверхпроводимости - дожидается своей очереди. По всей видимости, два основных фактора определяют такую уникальную притягательность феномена сверхпроводимости. Во-первых, наряду со сверхтекучестью и Бозе-Эйнштейновской конденсацией, сверхпроводимость - явление, позволяющее наблюдать квантовые эффекты не на микроскопическом уровне (атомы), а - в макроскопических объектах. Во-вторых, в отличие от двух других макроскопических квантовых явлений, сверхпроводящие элементы находят широкое применение в разнообразных технических приложениях: магниты, силовые кабели линий электропередач, различные чувствительные устройства на базе сверхпроводящих квантовых интерферометрических детекторов (СКВИДов). Список может быть успешно продолжен. Хотелось бы особенно отметить новый класс устройств - квантовые биты. Ожидается, что использование этих логических элементов (предположительно - твердотельных реализаций именно на базе сверхпроводников) должно революционизировать такие области как вычислительная техника и криптография.

В связи с естественной тенденцией к миниатюризации электронных цепей, разумно задаться вопросом: существуют ли размерные ограничения на возникновение сверхпроводимости? Вопрос - какие экспериментально наблюдаемые проявления сверхпроводимости являются её и только её исключительными атрибутами - представляется существенно сложнее, чем может показаться на первый взгляд, и его обсуждение явно выходит за рамки

краткого введения в предмет мезоскопической сверхпроводимости. Для простоты, в данном контексте мы предлагаем сконцентрироваться на трех явлениях, часто ассоциируемых со сверхпроводимостью: (1) нулевое электрическое сопротивление (на постоянном токе), (2) диамагнитный отклик (эффект Мэйсснера) и (3) наличие энергетической щели в спектре возбуждений.

Уже в ранних работах по исследованию электрической проводимости тонких пленок было замечено, что температура сверхпроводящего перехода T_c понижается с уменьшением толщины пленки (у некоторых материалов). Справедливости ради, следует отметить, что у ряда металлов (например, алюминий и цинк) - наблюдается обратная тенденция. В любом случае, объективно существующий размерный эффект - изменение критической температуры с толщиной пленки - обнаруживается на размерах, когда морфология системы, как правило, радикально отличается от массивных образцов, изготовленных из того же самого материала. Несмотря на уже полувековую историю наблюдения этого явления, общепринятое объяснение отсутствует. Более того, даже не вполне ясно: причина - во "внутренних" свойствах сверхпроводимости (например, размерно-зависимой перенормировке электрон-фононного взаимодействия), или - в "технологических" особенностях исследуемых пленок (гомогенность, наличие слабых связей между гранулами, и т. д.).

Начиная с самых ранних попыток результаты по наблюдению размерной зависимости эффекта Мэйсснера были не вполне однозначными. Магнитный отклик сверхпроводящих нанокластеров действительно уменьшается с уменьшением их размеров. Но при этом нельзя исключать возможность, что эффект может быть связан не только с размерно-зависимым подавлением диамагнетизма, но и - с перенормировкой (ростом) глубины проникновения магнитного поля в сверхпроводник. Последний вклад приводит к понижению магнитного отклика малых систем, что, строго говоря, не тождественно отсутствию эффекта Мэйсснера. В более поздних работах по исследованию сверхпроводящих гранул нанометровых размеров методом туннельной

спектроскопии было показано, что энергетическая щель в спектре возбуждений зависит как от размера образца (за счет эффекта размерного квантования), так и от четности содержащихся в образце электронов.

Во всех вышеперечисленных исследованиях характерный размер системы (толщина пленки или диаметр гранулы), как правило - менее 10 нм, будучи одного порядка с длиной свободного пробега электрона ℓ , которая, в свою очередь, в подобных объектах ограничивается минимальным размером системы. Два других характерных масштаба - длина когерентности ξ_0 и глубина проникновения магнитного поля λ_L (соответственно $\simeq \sqrt{(\xi_0 \ell)}$ и $\simeq \lambda_L \sqrt{(\xi_0 / \ell)}$ в грязном пределе $\xi_0 \gg \ell$) - существенно превосходят 10 нм для большинства классических (не высокотемпературных) сверхпроводников. С бурным развитием микро- и нанотехнологий в последние десятилетия стало возможным воспроизводимое изготовление достаточно разнообразных структур, попадающих, в, так называемый, мезоскопический предел: с характерным геометрическим размером значительно превосходящим длину свободного пробега электрона ℓ , но в то же время - меньше соответствующих физических масштабов. В случае нормальных металлов, этим характерным размером является длина неупругого рассеяния электрона; а для сверхпроводников - длина когерентности ξ , задающая масштаб пространственного изменения параметра порядка Δ .

Из самых общих соображений, для сверхпроводников мезоскопических размеров $\sim \xi$ должны быть характерны следующие специфические явления:

(а) нелокальность: изменение параметра порядка Δ в точке с координатой r_0 должно "чувствоваться" внутри объема $|r_0 - \xi|$;

(б) типичная для малых объектов, сравнимых с размером статистически независимой подсистемы (в данном случае - ξ), чувствительность к флуктуациям;

(в) в гибридных структурах, состоящих из различных материалов - неравновесные граничные явления, когда вся система малых размеров может считаться "границей";

(г) в самых малых образцах - различные проявления квантовых размерных эффектов, когда существенна дискретность энергетического спектра.

Цели и задачи работы

Цель данной работы - всестороннее экспериментальное исследование токовых состояний в сверхпроводящих системах мезоскопических размеров.

Объектами исследования являлись различного рода искусственные структуры, изготовленные из сверхпроводящих материалов с использованием методов микро- и нанотехнологий. В подавляющем большинстве случаев гальваномагнитные измерения проводились при низких и сверхнизких температурах до 8 мК.

Помимо чисто фундаментального интереса к вопросу мезоскопической сверхпроводимости, изучаемые явления имеют самое непосредственное отношение к оптимизации работы широкого класса сверхпроводящих микро- и наноустройств.

Научная новизна работы

- Разработаны технология изготовления и методы исследования сверхпроводящих наноструктур сверхмалых размеров.
- Подробно исследованы различные неравновесные явления в квазиодномерных сверхпроводящих наноструктурах: пространственные, энергетические и температурные характеристики зарядового и энергетического дисбаланса, приводящие, в частности к дальнедействующему взаимодействию центров проскальзывания фазы. Предложена феноменологическая модель, описывающий широкий спектр неравновесных явлений.
- Проведено детальное исследование эффекта квантовой нелокальности в сверхпроводниках мезоскопических размеров и определены соответствующие корреляционные длины.

- Предложена модель резистивной аномалии в сверхпроводящих наноструктурах, дающая удовлетворительное количественное согласие с экспериментальными данными: как известными из независимых литературных источников, так – и полученными в диссертации.
- Подробно изучено влияние термических и квантовых флуктуаций на физические свойства квазиодномерных сверхпроводников. Исследование создает фундамент для развития нового поколения квантовых логических элементов на базе эффекта квантового проскальзывания фазы.
- В диссертации созданы основы для разработки устройств современной квантовой криоэлектроники на основе квазиодномерных сверхпроводников, дуальных хорошо изученным Джозефсоновским устройствам. В частности показано, что наблюдаемые в таких сверхтонких сверхпроводящих каналах особенности вольт-амперных характеристик (Блоховские ступеньки) могут служить базисом для разработки важного метрологического приложения - квантового эталона электрического тока.

Практическое значение работы

В связи с тенденцией к миниатюризации микро- и нанoeлектронных устройств исследование транспортных свойств сверхпроводников малых размеров представляется крайне интересным. Во-первых, существуют вполне конкретные фундаментальные ограничения на уменьшение размеров стандартных (в первую очередь – полупроводниковых) элементов: квантовые размерные эффекты и конечные напряжения пробоя сверхтонких туннельных барьеров. Во-вторых, постоянно увеличивающаяся степень интеграции накладывает исключительно жесткие условия на отвод тепла стандартных (не сверхпроводящих) элементов. С этих точек зрения, следует ожидать, что использование сверхпроводящих систем может, до известной степени, решить обозначенные проблемы простой заменой некоторых критических (нормальных) элементов - на соответствующие сверхпроводящие. Наряду с этим достаточно "прямолинейным" подходом, ожидается, что исключительно

интересная физика сверхпроводников нанометровых размеров должна привести и к развитию принципиально новых устройств: например, квантовый эталон электрического поля и элемент квантовой логики - квантовый бит. Полученные в работе данные имеют самое прямое отношение к практическому использованию низкоразмерных сверхпроводников в нанoeлектронике.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Разработана технология изготовления гибридных монокристаллических микроструктур при помощи комбинирования планаризации и взрывной электронной литографии. Разработана и запатентована технология уменьшения размеров микро- и наноструктур при помощи физического травления в низкоэнергетическом направленном ионном пучке инертного газа.
2. Обнаружено дальнедействующее взаимодействие центров проскальзывания фазы в длинных сверхпроводящих микропроводах из олова. В коротких гибридных монокристаллических сверхпроводящих микроструктурах обнаружена ступенчатая зависимость сопротивления от температуры, проявляющаяся при произвольных значениях измерительного тока, и отсутствие нулевого сопротивления при температурах существенно ниже критической.
3. Показано, что вся совокупность экспериментальных результатов по исследованию пространственных, энергетических и температурных характеристик релаксации зарядового и энергетического дисбаланса в гибридных микроструктурах из алюминия и меди при сверхнизких температурах порядка 20 мК может быть описана феноменологической моделью, предполагающей справедливость равновесного выражения для туннельного тока контакта нормальный металл - изолятор - сверхпроводник с использованием трех подгоночных параметров, зависящих от тока инжекции квазичастиц и расстояния до инжектора: уширение плотности состояний,

энергетическая щель сверхпроводника и эффективный химический потенциал Куперовских пар. Показано, что пространственная релаксация неравновесных квазичастичных возбуждений в алюминии может быть описана экспоненциальной зависимостью с характерными масштабами 5 ± 1.5 мкм и 40 ± 20 мкм для зарядового и энергетического дисбаланса, соответственно.

4. Обнаружено, что нелокальные магнетоосцилляции сопротивления в алюминиевых микроструктурах качественно могут быть описаны упрощенной моделью нелокального взаимодействия с корреляционной длиной, совпадающей с длиной когерентности Гинзбурга-Ландау; в то время как нелокальные магнетоосцилляции критической температуры описываются корреляционной длиной, которая уменьшается с ростом магнитного поля. Показано, что нелокальные магнетоосцилляции критического тока качественно описываются моделью, принимающей во внимание нелокальные магнетоосцилляции критической температуры.

5. Разработана модель резистивной аномалии в алюминиевых наноструктурах, дающая удовлетворительное количественное согласие с экспериментом.

6. Показано, что в алюминиевых и титановых квазиодномерных наноструктурах, изготовленных методом взрывной электроннолучевой литографии и направленного вакуумного напыления, присутствие неизбежных неоднородностей не позволяет проведение количественного сравнения экспериментальной формы сверхпроводящего перехода с моделью термических флуктуаций параметра порядка. Обнаружено, что в сверхтонких алюминиевых и титановых квазиодномерных наноструктурах квантовые флуктуации заметно размывают форму сверхпроводящего перехода, приводя к конечному сопротивлению при температурах существенно ниже критической. Показано, что форма сверхпроводящего перехода сверхтонких алюминиевых и титановых квазиодномерных наноструктур хорошо описывается микроскопической моделью квантовых флуктуаций.

7. Показано, что с уменьшением эффективного диаметра квазиодномерных титановых наноструктур и увеличении импеданса подводящих контактов вклад квантовых флуктуаций проявляется как возникновение на вольт-амперной характеристике Кулоновской блокады, амплитуда которой зависит от электрического потенциала близкорасположенного электрода (затвора). Впервые показано, что при облучении системы внешним высокочастотным излучением на вольт-амперной характеристике появляются специфические особенности - Блоховские ступеньки. Показано, что в квазиодномерных сверхпроводящих каналах в режиме квантовых флуктуаций амплитуда Блоховских ступенек, их положение в токовой шкале и зависимость от амплитуды высокочастотного сигнала находятся в удовлетворительном согласии с существующими теоретическими моделями, построенными для Джозефсоновских контактов, тем самым подтверждая дуальность этих двух систем.

Достоверность полученных результатов подтверждается согласием экспериментальных данных, полученных на современном прецизионном оборудовании с использованием различных методик, как с независимыми литературными данными, так и - с существующими модельными представлениями. Значительная часть исследований поддерживалась многочисленными российскими и международными грантами, включающими как научную экспертизу на стадии подачи заявки, так – и периодическую отчетность в процессе выполнения проекта, что является еще дополнительным подтверждением достоверности и актуальности работы.

Апробация работы

Результаты работы являются итогом более чем 15-летних исследований автора в области мезоскопической сверхпроводимости. Основные результаты, представленные в диссертации, докладывались на большом количестве региональных и международных симпозиумов и семинаров, из которых более 50 докладов - приглашенные. В качестве наиболее представительных форумов

можно отметить: Всероссийское совещание по физике низких температур (1994,1998); РосНаноТех форум (2008); Международная конференция по физике низких температур (LT: 1996, 1999, 2002); Европейская конференция по прикладной сверхпроводимости (EUCAS: 2003, 2007, 2011); ежегодные конференции Европейского (1997, 1998, 2002, 2004), Американского (2006), Швейцарского (1996, 1997) и Финских (1999, 2002-2007, 2011) физических обществ; Всемирного конгресса по сверхпроводимости (1994, 1996); Международного семинара по макроскопической квантовой когерентности (2000, 2001, 2002, 2004). Соискателем были организованы четыре специализированные международные конференции по квантовой наноэлектронике (2005, 2006, 2008, 2009), на которых среди прочих докладов представлялись результаты настоящей диссертации.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 44 работы: статьи в рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК, 4 приглашенных обзора и 2 патента. Список основных публикаций приведен в конце автореферата.

Личный вклад автора

Изложенные в диссертации результаты получены соискателем самостоятельно. В ряде разделов, материалы получены в соавторстве со студентами и аспирантами, работавшими под руководством автора. В этих случаях соискателем была предложена постановка задачи, методика исследования и интерпретация результатов, а вклад молодых соавторов – изготовление и микроскопический анализ образцов, сбор экспериментальных данных. В *Главах 3, 6 и 7* интерпретация и обработка экспериментальных данных делалась соискателем в соавторстве с теоретиками.

Благодарности

В первую очередь автор хочет выразить благодарность старшим коллегам, под чьим руководством он работал на различных этапах своей деятельности: Я. Г. Пономареву, В. В. Мощалкову, М. Ю. Куприянову, L.Rinderer, J. Indekeu и J. Pekola. Особая благодарность – младшим коллегам (студентам и аспирантам), работавшим под руководством соискателя и без вклада которых результаты диссертации не могли бы быть получены: О. Телечкину, А. Устиновскому, Е. Овченкову, В. Тубольцеву, А. Юлукяну, К. Захарову, Т. Ruynänen, К.-P. Riikonen, Н.-P. Auraneva, J. Manz, S. Schmidlin, Ch. Pellingier, L. Taskinen, L. Leino, B. Ames, M. Savolainen, P. Jalkanen, T. Holmqvist, M. Zgirski, T. Hongisto, J. Lehtinen. Научные публикации являются естественными результатами научной деятельности, и настоящая диссертация, безусловно, не является исключением. Поэтому – благодарности всем соавторам, чьи имена отражены в списке основных публикаций соискателя, приведенном в конце автореферата. Хотелось бы также поблагодарить многочисленные фонды, которые поддерживали значительную часть исследований: Российский Фонд Фундаментальных исследований (гранты 1995, 1998, 2000 и 2004 гг.), Европейская Комиссия (гранты 2004-2006 и 2004-2007 гг.), Финская Академия Наук (грант 2007-2010 гг.), Финская Техническая Академия (грант 2010-2014 гг.), Министерство Образования и Науки РФ (грант 2010 -2011 гг.).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из *Введения*, семи *Гла*в, *Заключения*, *Благодарностей*, *Списка основных публикаций автора* и *Списка цитированной литературы* (233 наименований). Полный объем работы составляет 205 страниц, в том числе - 106 рисунков.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию токовых состояний низкоразмерных сверхпроводников различной геометрии и морфологии. В работе подробно изучен широкий класс гальваномагнитных эффектов, типичных для квазиодномерных сверхпроводников. Показано, что неравновесные явления - активация центров проскальзывания фазы и инжекция квазичастичных возбуждений - принципиально важны для описания электронных транспортных свойств сверхтонких сверхпроводящих каналов. Квантовая нелокальность макроскопически когерентного сверхпроводника приводит к качественно новым эффектам наблюдаемых на (суб)микронных размерах. Как это типично для систем пониженной размерности, флуктуации в мезоскопических сверхпроводниках играют существенную роль. В квазиодномерных каналах термические флуктуации размывают форму сверхпроводящего перехода в области критической температуры. А в образцах еще более малых размеров – квантовые флуктуации приводят к подавлению бездиссипативного электрического тока при сколь угодно малых температурах. Поведение квазиодномерного сверхпроводника в режиме квантовых флуктуаций идентично системе с Джозефсоновскими контактами. Эта дуальность – эффект фундаментальной важности, который лежит в основе широкого класса потенциальных приложений в области квантовой наноэлектроники.

Во *Введении* обоснована актуальность тематики, сформулированы постановка задачи и основные цели работы, показана их научная новизна и практическая значимость, приведены положения, выносимые на защиту, обозначен личный вклад автора и кратко изложена структура диссертации.

Глава 1 посвящена методологическим аспектам работы: методике изготовления и измерения гальваномагнитных характеристик мезоскопических сверхпроводников при низких и сверхнизких температурах.

В работе исследовались три типа систем: литографически изготовленные наноструктуры, нитевидные монокристаллы (вискеры) и монокристаллические микропровода. Методика изготовления первых - взрывная электроннолучевая литография позитивного ПММА/ММА резиста и направленное вакуумное напыление - изложена в многочисленных монографиях и не нуждается в детальном описании.

Индиевые и оловянные микропровода в стеклянной оболочке с диаметром металлической жилы до 100 нм и с длиной до нескольких см изготавливались усовершенствованным методом Тэйлора-Улитовского [1] в Институте Прикладной Физики Молдавии. Рентгенографические исследования этих микропроводов показали, что они состоят из крупно гранулированных поликристаллов с длиной свободного пробега электрона порядка диаметра образца. Методика роста и основные физико-химические свойства нитевидных монокристаллов подробно освещались [2]. В отличие от микропроводов, вискеры – практически идеальные монокристаллы. Однако "ручное" изготовление микроструктур на базе вискероов является исключительно трудоемким процессом с крайне низким выходом "рабочих" образцов. Автором была разработана новая методика получения гибридных микроструктур. "Телом" образца являлся оловянный вискер, а контакты изготавливались методом электронно-лучевой литографии после предварительной планаризации структуры жидким SOG-полимером (spin-on-glass) и плазмо-химической чистки (Рис.1А) [3].

Метод взрывной электронно-лучевой литографии позволяет воспроизводимое изготовление структур с минимальным размером порядка 20 нм. Более тонкое разрешение связано с серьезными технологическими трудностями, многие из которых до сих пор не разрешены. Для получения образцов сверхмалых размеров, вплоть до суб-10 нм, автором был разработан [4] и запатентован [5] метод уменьшения размеров наноструктур при помощи физического травления направленным ионным пучком инертного газа (Рис.1Б). Методика дает возможность исследовать развитие некоего размерного эффекта

на одном и том же образце последовательно стравливая поверхность с шагом до 1 нм. Метод является практически не разрушающим: при ускоряющих напряжениях порядка 1 кэВ глубина проникновения ионов аргона в матрицу металла не превосходит 2 нм, что сравнимо с типичной толщиной окисного слоя на поверхности. В настоящей работе качество всех образцов проверялось оптическим и электронным растровым микроскопами, и в большинстве случаев - дополнительно - сканирующим силовым микроскопом (Рис. 1). Гальваномагнитные измерения проводились только на тех структурах, которые не обнаруживали очевидных дефектов.

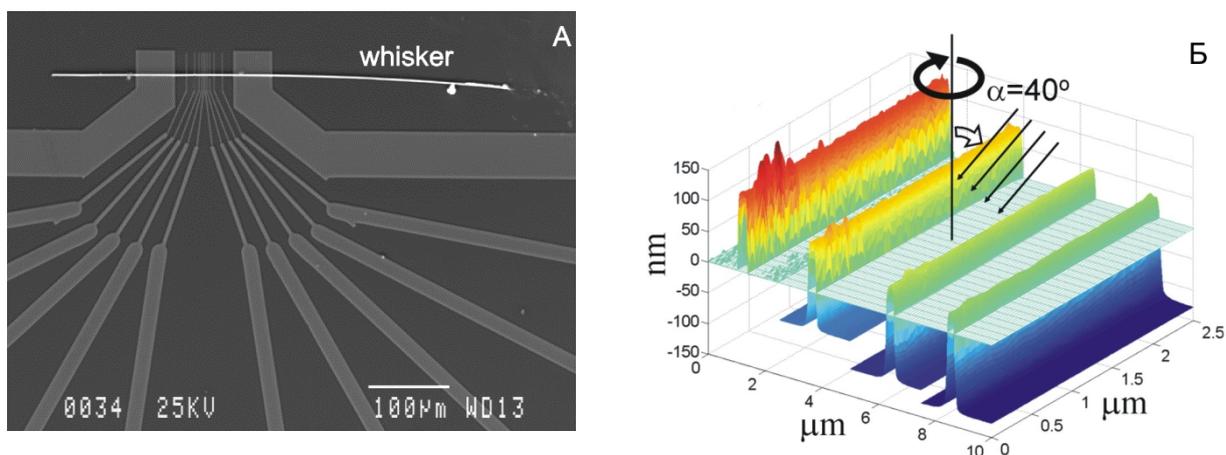


Рис. 1. (А) Электронная микрофотография гибридной микроструктуры на подложке из оксидированного кремния, покрытого SOG-полимером (spin-on-glass). Яркая горизонтальная полоса - оловянный нитевидный монокристалл (вискер). Литографически изготовленные медные контакты имеют типичную ширину 500 нм и толщину 200 нм [3]. (Б) Низкоэнергетическое ионное травление. Результат измерения сканирующим силовым микроскопом алюминиевой нанополоски на кремниевой подложке после нескольких циклов травления. Горизонтальная плоскость соответствует начальному положению поверхности кремния, яркие цвета выше - металл, темные ниже - кремний. Следует обратить внимание не только на уменьшение размеров металлической наноструктуры, но - и на полировку поверхности [4].

Для исследования использовалось три типа криогенных систем. В первой системе откачкой паров ^4He внутреннего криостата диффузионным насосом удавалось охладиться до температуры 0.95 К при стабильности $\delta T \sim 0.1$ мК, достигаемой при помощи электронного маностата и ПИД контроллера. Вторая система - самодельный рефрижератор растворения $^3\text{He}^4\text{He}$ с минимально

достижимой температурой ~ 50 мК – использовался для быстрого тестирования образцов. Основные измерения (при сверхнизких температурах) проводились в рефрижераторе растворения $^3\text{He}^4\text{He}$ *Oxford Instruments Kelvinox400* с базовой температурой 8 мК. Криостат был смонтирован в экранированной комнате на демпфирующих подставках, снижающих уровень механических вибраций. Вспомогательная электроника и насосы находились в смежной комнате. Все вакуумные линии были механически и электрически развязаны с рефрижератором.

Для измерения гальваномагнитных характеристик $V(T, I, B)$ использовалась достаточно стандартная методика, не нуждающаяся в углубленном описании. Однако спецификой исследования микро- и наноструктур при низких и сверхнизких температурах является повышенная чувствительность к помехам. Поэтому в работе особое внимание уделялось подавлению электромагнитных шумов. Внутри экранированной комнаты находились только запитываемые от батарей предусилители, и все входящие/выходящие линии проходили через многоступенчатую систему RLC фильтров. С использованием указанной системы фильтрации эффективная электронная температура T_e составляла от 30 мК до 45 мК на уровне фоновой температуры ~ 20 мК, что является вполне достойным результатом, не уступающим лучшим мировым аналогам.

В *Главе 2* приводятся результаты исследования индуцированного током неравновесного состояния квазиодномерных сверхпроводящих каналов.

Уже на самых ранних этапах исследования сверхпроводимости было обнаружено, что в макроскопических образцах разрушение бездиссипативного состояния током, превышающим критическое значение I_c , происходит за счет резкого перехода в нормальное состояние. Процесс описывается моделью лавинообразного распространения "горячего" домена нормальной фазы, зарождающегося на поверхности образца в тонком токнесущем слое порядка глубины проникновения магнитного поля $\lambda_L(T)$. Однако эта модель не справедлива для квазиодномерных систем с характерным диаметром

$d_{\text{eff}} = \sqrt{\sigma} \lesssim \min[\lambda_L(T), \xi(T)]$, где σ - площадь сечения провода. В этом случае существует только один канал протекания сверхтока, и, соответственно, сверхпроводящая и нормальная фазы не могут сосуществовать "поперек" образца.

В данном разделе диссертации исследовались гальваномагнитные характеристики гибридных микроструктур на базе оловянных вискерсов и длинных монокристаллических микропроводов в стеклянной оболочке. Для первого класса (коротких) структур наиболее интересными оказались результаты, полученные на низкоомных образцах с контактным сопротивлением порядка 1 Ом. Независимо от материала контактов (золото или медь), у этих образцов на $R(T)$ зависимостях обнаруживается четкая ступенчатая структура, и сопротивление не достигает нулевого значения даже при температурах существенно ниже критической (Рис. 2, левая панель) [3]. Следует отметить, что наблюдаются действительно ступеньки сопротивления, а не напряжения: в пределах экспериментальных погрешностей $R(T)$ зависимости, измеренные на различных токах - совпадают (вставка к левой панели на Рис. 2). Необходимо сразу заметить, что речь идет о весьма малых, в абсолютном масштабе, величинах сопротивления - на несколько порядков меньших квантового $R_Q = h/(2e)^2 = 6.47$ кОм. Приложение слабого магнитного поля $H \ll H_c(0)$ лишь слегка сдвигает высокотемпературную часть $R(T)$ перехода, оставляя ступенчатую структуру при низких температурах - практически без изменений. Аналогичные ступенчатые $R(T)$ зависимости сообщались и ранее [6]. Однако, несмотря на более чем 40-летнюю историю наблюдения - эффект до сих пор не имеет общепринятого объяснения. В настоящей работе было обращено внимание, что ступенчатые $R(T)$ зависимости наблюдается исключительно в системах с электродами из нормальных металлов и низким контактным сопротивлением. Из сказанного разумно предположить, что их происхождение может быть неким образом связано с эффектом близости.

При температурах, достаточно близких к критической $|T-T_c| \lesssim 30$ мК, на ВАХ квазиодномерных монокристаллических сверхпроводников наблюдается четкая ступенчатая структура (Рис. 2, правая панель). Подобные ВАХ исследовались и ранее на коротких сверхпроводящих нитевидных кристаллах (вискерах) и микромостиках [6, 7]. Эффект объясняется процессом активации, так называемых, *центров проскальзывания фазы* (ЦПФ), индуцированных Сильным током.

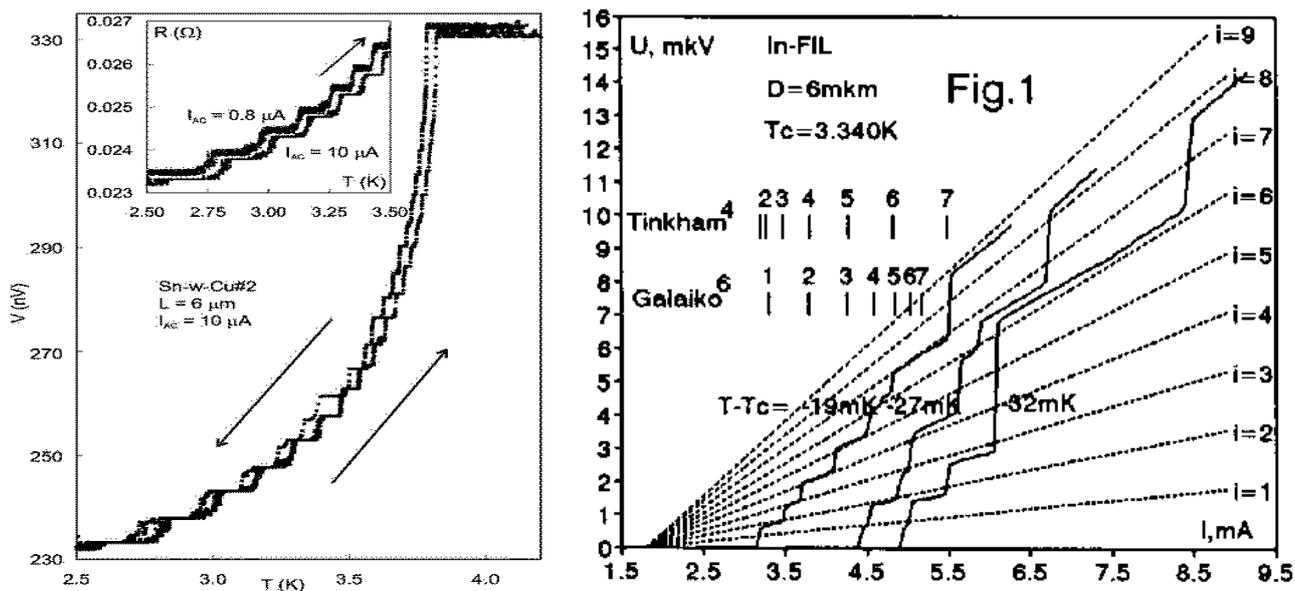


Рис 2. Левая панель: сверхпроводящий переход $V(T)$, измеренный на переменном токе $I = 10$ мкА, участка с длиной $L = 6$ мкм монокристаллического образца на базе оловянного вискера с литографически изготовленными медными наноконтактами (Рис. 1А). Стрелками показаны направления снятия $V(T)$ зависимостей. Небольшой гистерезис связан с приборным эффектом отставания считывания данных термометра и не имеет отношения к физике процесса. На вставке приведен фрагмент аналогичных зависимостей $R(T)$, измеренных на различных токах [3]. Правая панель: экспериментальные ВАХ индиевого микропровода с длиной ~ 1 см и с диаметром 6 мкм при различных температурах ниже критической. Стрелками обозначены расчетные значения положений ступенек на ВАХ, измеренной при температуре $T - T_c = -19$ мК [10].

Было показано, что для идеализированного, исключительно однородного сверхпроводящего канала с длиной L зарождение нового ЦПФ должно происходить в точках с максимальным значением усредненного по времени сверхтока $\langle j_s \rangle$, достигающего критического значения j_c [8]. Вблизи существующего ЦПФ величина $\langle j_s \rangle$ ослаблена за счет переноса заряда

нормальной компонентой, экспоненциально затухающей на характерной длине Λ_Q . Это слабое "взаимодействие" между ЦПФ приводит к тому, что новый ЦПФ возникает строго между двумя существующими ЦПФ, и ступенчатая ВАХ должна определяться активацией i -го ЦПФ при критическом токе $I_c(i)$:

$$\frac{I_c(i)}{I_c(1)} = \frac{\cosh(L/2i\Lambda_Q) - I_0(1)/I_c(1)}{\cosh(L/2i\Lambda_Q) - 1}$$

где $I_c(1)$ – критический ток для первой ступеньки и $I_0(1)=I_0$ – избыточный ток.

Приведенные соображения [8] справедливы для бесконечно длинных сверхпроводящих каналов, когда единственным взаимодействием между ЦПФ является описанное выше "расталкивание" на характерном расстоянии Λ_Q , которое (достаточно близко к критической температуре) может достигать 100 мкм. Однако в подавляющем большинстве существующих экспериментальных работ [7] изучались достаточно короткие образцы с длиной менее 500 мкм, в которых применимость концепции слабо взаимодействующих ЦПФ - достаточно проблематична. С целью проверки справедливости модели [8] в диссертации исследовались монокристаллические индиевые и оловянные микропровода с длиной до 1 см [9,10]. Было показано, что экспериментально наблюдаемое увеличение "расстояния" (в токовой шкале) между ступеньками $|I_c(1)-I_c(2)| < |I_c(2)-I_c(3)| < \dots < |I_c(i)-I_c(i+1)|$ качественно согласуется с выводами модели [8]. Однако по абсолютной величине экспериментальные значения $I_c(i)$ заметно превосходят расчетные оценки (Рис. 2, правая панель). Обнаруженные расхождения с моделью [8] позволяют предположить, что взаимодействие ЦПФ происходит на заметно больших расстояниях, чем Λ_Q , и механизм взаимодействия - более сложный, чем уменьшение сверхтока за счет переноса заряда нормальной компонентой в окрестности ЦПФ. Это наблюдение является основным выводом второй *Главы* диссертации. Следует заметить что, расчетные значения $I_c(i)$, полученные в более поздних работах решением кинетического уравнения для обобщенной матрицы плотности сверхпроводника [11], находятся в качественном противоречии с

наблюдаемыми результатами: вместо увеличения "расстояния" (в токовой шкале) $|I_c(i) - I_c(i+1)|$ модель [11] - дает уменьшение.

В *Главе 3* приводятся результаты экспериментального исследования пространственных зависимостей релаксации зарядового и энергетического дисбаланса в сверхпроводнике при температурах существенно ниже критической. Интерес к тематике обозначился уже в 70-х годах [12]. Однако в силу существующих на тот момент технологических ограничений, ряд существенных проблем не был изучен. Во-первых, подавляющее большинство экспериментов проводилось на тонкопленочных структурах типа "сэндвич", не позволяющих исследовать пространственные характеристики релаксационных процессов. Во-вторых, удовлетворительное согласие с модельными представлениями было установлено только в пределе высоких температур $T \rightarrow T_c$. Относительно недавно появилась серия экспериментальных работ, где делалась попытка развить вышеупомянутые идеи на предел низких температур $T \ll T_c$ [13,14]. Несмотря на интересные наблюдения, эксперименты оставляют ряд вопросов открытыми. Например, взаимосвязь зарядового и энергетического дисбаланса не была проанализирована.

Для исследования пространственных зависимостей релаксации неравновесных квазичастиц в диссертации были изготовлены и исследованы транспортные свойства многоконтактных туннельных наноструктур [15]. Электроны инжектировались в сверхпроводник (С=алюминий) через низкоомный туннельный контакт (И=оксид алюминия) из нормального металла (Н=медь). Пространственная релаксация этих квазичастиц регистрировалась удаленными от инжектора высокоомными НИС "детекторами".

Результат инжекции неравновесных квазичастиц в сверхпроводник формально может быть описан отклонением его плотности состояний $N_S(E)$ и функции распределения $f_S(E)$ от равновесных значений, что приводит к изменению формы ВАХ, измеренной сторонним НИС контактом (детектором).

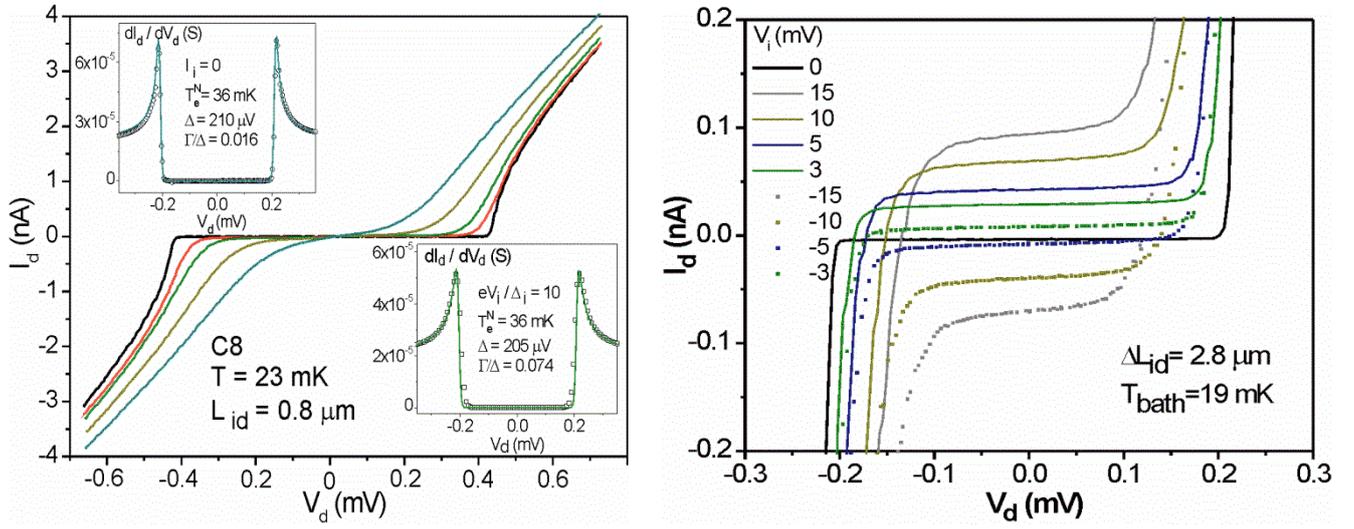


Рис. 3. Левая панель: экспериментальные ВАХ детектора $I_d(V_d)$, удаленного на расстояние $L_{id}=0.8$ мкм от инжектора, при различных токах инжекции I_i . На вставках показаны соответствующие первые производные dI_d/dV_d (символы) и расчетные кривые (сплошные линии) с указанными на вставках параметрами. Правая панель: ВАХ детектора в увеличенном масштабе. Хорошо видно, что в зависимости от величины и полярности напряжения инжекции V_i , подщелевая характеристика смещается на величину избыточного тока [15].

Экспериментально эффект проявляется как размытие щелевой особенности на ВАХ детектора (Рис. 3, левая панель) и конечное смещение подщелевого тока на величину избыточного тока, зависящую от величины и полярности тока инжекции (Рис. 3, правая панель) [15]. Оба эффекта связаны с релаксацией неравновесного состояния сверхпроводника: *энергетического* и *зарядового* дисбаланса, соответственно. Автором было показано, что оба вклада могут быть описаны феноменологической моделью, в которой предполагается, что плотность состояний $N_S(E)$ и функции распределения $f_S(E)$ неравновесного сверхпроводника имеют ту же самую функциональную зависимость, что и в равновесии, но - с параметрами, зависящими от уровня инжекции квазичастиц:

$$N_S(E, \Delta, \Gamma) = \left| \frac{\operatorname{Re}\left(E + \frac{i\Gamma}{2}\right)}{\sqrt{\left(E + \frac{i\Gamma}{2}\right)^2 - \Delta^2}} \right|$$

$$f_S(E, T_S, \mu_S) = \frac{1}{\exp[(E - \mu_S)/k_B T_S] + 1}$$

Сверхпроводящая щель Δ , параметр распаривания Γ и смещение химического потенциала μ_S зависят как от тока инъекции квазичастиц I_i , так - и от расстояния между инжектором и детектором L_{id} . В предложенной феноменологической модели эффективная температура сверхпроводника T_S полагается равной электронной температуре детектора, которая однозначно определяется из фитирования соответствующей ВАХ стандартным выражением для туннельного тока НИС контакта. Возможность удовлетворительно описать всю совокупность экспериментальных данных приведенной феноменологической моделью и определение характерных масштабов релаксации энергетического и зарядового дисбаланса являются основными выводами третьей *Главы* диссертации.

В *Главе 4* приводятся результаты экспериментального исследования квантовой нелокальности сверхпроводника. Хорошо известно, что макроскопически когерентное сверхпроводящее состояние может быть описано параметром порядка Δ . Здесь сразу имеет смысл заметить, что термин "макроскопически когерентное" в данном контексте означает, что в основном состоянии сверхпроводника фаза ϕ комплексной величины $\Delta = |\Delta|e^{i\phi}$ одинакова для всей системы. В этом смысле, масштаб нелокальности равен бесконечности. Однако сказанное не справедливо для модуля параметра порядка $|\Delta|$. Если в некой точке \mathbf{r} изменена амплитуда $|\Delta(\mathbf{r})|$, то *a priori* не очевидно, что характерный масштаб нелокальности ξ_Δ , описывающий соответствующее нелокальное взаимодействие

$$|\Delta(\mathbf{r})| = \int N|\Delta(\mathbf{r}')| \frac{\exp(-\mathfrak{R}/\xi_\Delta)}{\mathfrak{R}} d\mathbf{r}'$$

должен совпадать с Пиппардовской длиной когерентности ξ^{Pip} , связывающей сверхток с магнитным полем, где N – нормировочный коэффициент и $\mathfrak{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$. Несмотря на то, что приведенное соотношение было предложено достаточно давно [16], соответствующие экспериментальные исследования, требующие изготовления сверхпроводящих структур субмикронных размеров, стали возможны только относительно недавно. В частности, в экспериментах [17,18]

было показано, что в режиме, так называемого, "паркондактанса" сверхпроводника $R(T) \approx R_N$ соответствующая длина, определяющая масштаб нелокального взаимодействия, совпадает с длиной когерентности Гинзбурга-Ландау [19].

Для исследования эффекта квантовой нелокальности в диссертации использовался эффект Литтла - Паркса [20]: магнетоосцилляции параметра порядка в замкнутом сверхпроводящем контуре с периодом Φ/Φ_0 , где Φ - магнитный поток и $\Phi_0 = h/2e$ - квант магнитного потока. При этом нелокальный отклик должен наблюдаться в удаленных от контура точках структуры (Рис. 4).

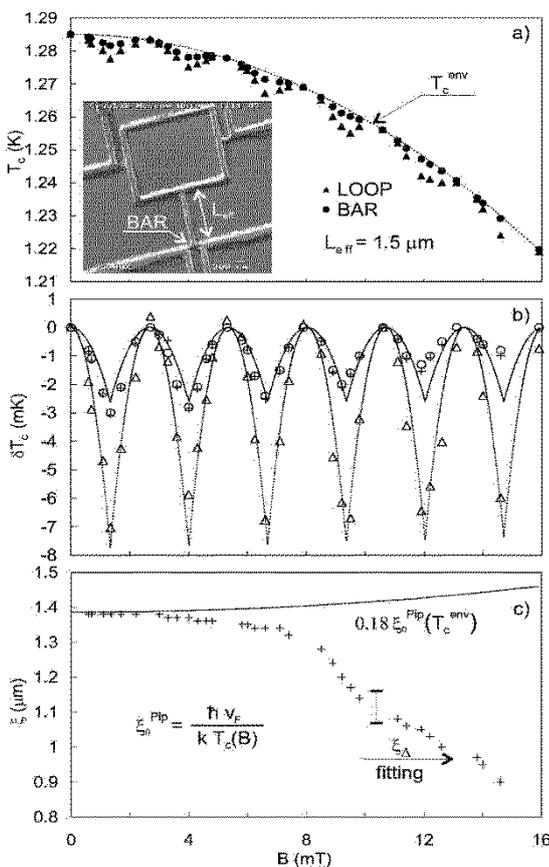


Рис.4. (a) Экспериментальная T - B фазовая диаграмма кольца (\blacktriangle) и удаленного отрезка (\bullet) для структуры, показанной на вставке. Пунктирная линия - расчетное значение монотонной составляющей $T_c^{env}(B)$. (b) Вариация критической температуры $\delta T_c(B) \equiv T_c(B) - T_c^{env}(B)$ для кольца (Δ) и отрезка (\circ). Пунктирная линия - расчет в локальном пределе, сплошная - в нелокальном. (c) Зависимости от магнитного поля корреляционной длины ξ_L ($+$) и эффективной длины когерентности $0.18 \xi_0^{Pip} [T_c^{env}(B)]$ (сплошная линия) [21].

Экспериментально нелокальный эффект Литтла - Паркса проявляется как осцилляции эффективного сопротивления удаленных участков сверхпроводящей наноструктуры, амплитуда которых спадает с расстоянием от кольца. Если при анализе экспериментальных данных ограничиться только самой амплитудой магнетоосцилляций сопротивления, то в пределах экспериментальных погрешностей соответствующая корреляционная длина действительно совпадает с длиной когерентности Гинзбурга-Ландау, в

соответствии с существующими сообщениями [17,19]. Однако, если анализ результатов расширить и проводить с пересчетом для осцилляций критической температурой $T_c(B)$, то оказывается, что соответствующая корреляционная длина ξ_Δ – отлична от длины когерентности Гинзбурга-Ландау и спадает по величине, приближаясь к критической точке (Рис. 4). Это наблюдения является основным новым результатом четвертой Главы.

В Главе 5 приводятся результаты исследования нетривиального эффекта, часто наблюдаемого в сверхпроводящих наноструктурах – *резистивной аномалии* – увеличение сопротивления на вершине сверхпроводящего перехода.

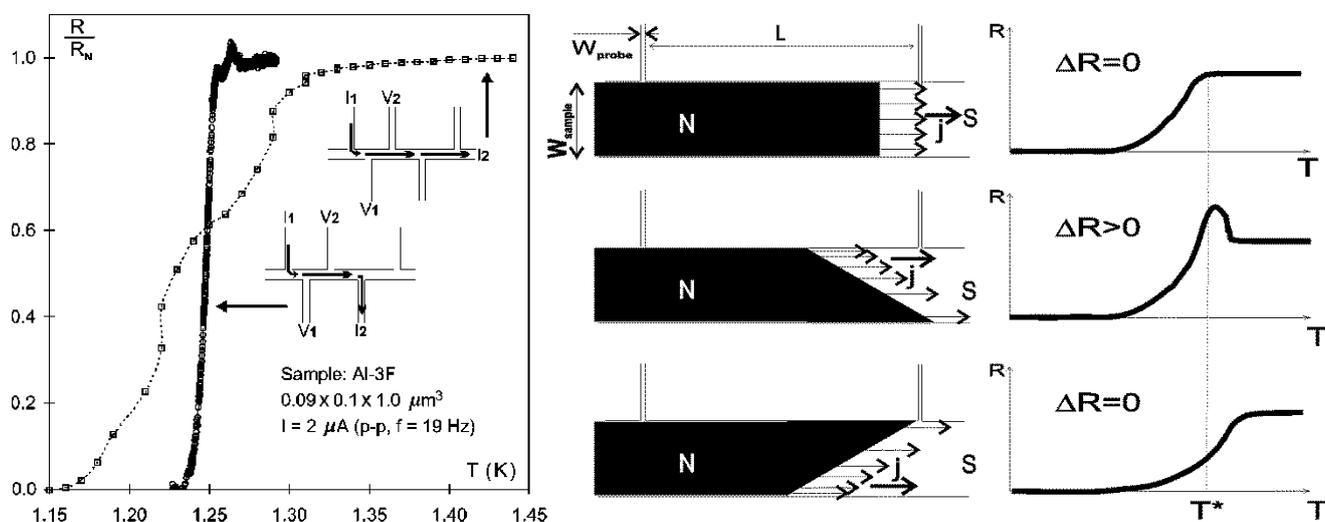


Рис. 5. Левая панель: типичный пример резистивной аномалии. Эффект наблюдается при определенном наборе измерительных контактов, в то время как – отсутствует при другой конфигурации. Правая панель: схематическое (упрощенное) объяснение природы аномалии [22].

Некоторое время назад стали появляться (и продолжают – по сей день!) сообщения, что в сверхпроводящих наноструктурах иногда наблюдается достаточно странный эффект – в достаточно узком температурном интервале в области сверхпроводящего перехода сопротивление увеличивается до 30% выше соответствующего значения в нормальном состоянии [23,24,25]. Эффект получил название "резистивная аномалия". Однако, наряду с попытками предложить, хотя бы - на качественном уровне, какое-либо физическое объяснение явлению, было отмечено, что резистивная аномалия – плохо воспроизводимый эффект, зависящий от предыстории охлаждения образца, и в

многоконтактных структурах может наблюдаться на некоторых участках, в то время как – отсутствовать на смежных (Рис. 5, левая панель). Отмечалось также, что амплитуда аномалии эффективно подавляется как сильным измерительным током, так и – внешним магнитным полем. В работе [26] было предложено простое качественное объяснение природы резистивной аномалии: в реальных (неизбежно – неоднородных!) наноструктурах конечных размеров наличие фазовых границ нормальный металл - сверхпроводник (НС) должно проявляться как перераспределение плотности тока поперек образца. В свою очередь, этот тривиальный эффект может привести к нетривиальной температурной зависимости измеряемого в эксперименте падения напряжения на потенциальных контактах, которая интерпретируется как резистивная аномалия (Рис. 5, правая панель). В диссертации был проведен подробный анализ существующих литературных данных по исследованию этого эффекта и были проведены независимые эксперименты. Автором было показано, что для количественного объяснения явления предположение о перераспределении плотности тока поперек образца [26] – не достаточно. Только совокупность двух факторов – (1) наличие сильно деформированных НС границ и (2) соответствующее избыточное сопротивление за счет неравновесного процесса конверсии нормального тока в сверхпроводящий - обеспечивает разумное количественное согласие с экспериментом [22]. Более тонкие эффекты, связанные с релаксацией зарядового дисбаланса на НС границе (см. *Главу 3*), объясняют подавление аномалии магнитным полем и/или измерительным током.

Уже на самых ранних этапах исследования сверхпроводимости было замечено, что сверхпроводящий резистивный переход $R(T)$ всегда имеет конечную ширину δT_c . С развитием тематики и усовершенствованием технологии изготовления однородных сверхпроводящих структур стало ясно, что даже в самых совершенных системах ширина сверхпроводящего перехода остается конечной, и причиной тому - *термодинамические флуктуации*. Как

типично для флуктуаций, их вклад особенно заметен в системах пониженной размерности.

В **Главе 6** приводятся исследования влияния термодинамических флуктуаций на резистивное состояние квазиодномерных сверхпроводящих каналов. В достаточно длинной системе с диаметром $\xi < \sigma^{1/2} \ll L$ всегда существует конечная вероятность флуктуации, способной на некое (короткое время) подавить параметр порядка. Минимальный размер статистически независимой системы - $\xi \times \sigma$, где ξ - длина когерентности, и соответствующая энергия, необходимая для подавления сверхпроводимости - $\Delta F = \delta F_0 \times \xi \times \sigma$, где δF_0 - разница свободных энергий в нормальном и сверхпроводящем состояниях на единицу объема. Формально определяя эффективное сопротивление сверхпроводника как отношение усредненного по времени напряжения к заданному (постоянному) току $R(T) \equiv \langle V(T) \rangle / I$, описанный процесс приводит к появлению конечного сопротивления системы $R(T) \sim \exp(-\Delta F / W_{\text{fluct}})$, где W_{fluct} - характерная энергия флуктуаций.

Количественное описание конечного сопротивления квазиодномерного сверхпроводника при температурах $T \leq T_c$ за счет термических флуктуаций, когда $W_{\text{fluct}} \sim k_B T$, было предложено в работах [27,28]. В соответствии с приведенными выше простыми рассуждениями, модель дает экспоненциальную зависимость эффективного сопротивления от температуры, предсказывая экспериментально детектируемые величины в непосредственной близости от критической точки $|T - T_c| \ll T_c$. Справедливость теории [27,28] была подтверждена в экспериментах по исследованию формы $R(T)$ перехода сверхпроводящих нитевидных монокристаллов (вискеров) [29,30]. С развитием микро- и нанотехнологий появилась возможность достаточно простого и воспроизводимого изготовления структур с сечением σ на несколько порядков меньше, чем у вискеров. При этом оказалось, что, как правило, ширина экспериментально наблюдаемого сверхпроводящего перехода δT_c значительно превосходит предсказания модели [27,28]. Тем не менее, в ряде публикаций делались попытки описать такую сильно уширенную форму $R(T)$ перехода в

рамках стандартной модели термических флуктуаций [27,28], но с "подстроенными" параметрами. Автором было показано, что, во-первых, экстраполяция расчетов на базе теории [27,28] на область существенно более низких температур по сравнению с T_c нарушает критерий применимости модели; и, во-вторых, неоднородность типичных (литографически изготовленных) наноструктур исключает какой-либо количественный анализ [31]. К сожалению, в таких объектах доминирующий вклад, определяющий форму сверхпроводящего $R(T)$ перехода, задается тривиальной структурной неоднородностью.

Вместе с тем, в диссертации было показано, что наноструктурах сверхмалых размеров сильно уширенная форма $R(T)$ зависимости не может быть объяснена ни в рамках модели термических флуктуаций [27,28], ни – структурной неоднородностью. Специально разработанный автором метод изготовления наноструктур травлением в низкоэнергетическом пучке инертного газа (см. *Главу I*) исключает привнесение дефектов, отсутствие которых было дополнительно подтверждено микроскопическим и элементным анализом. Автором был сделан вывод, что в сверхтонких сверхпроводящих каналах форма $R(T)$ перехода задается качественно другим эффектом – *квантовыми флуктуациями*. Аналогичное утверждение делалось ранее в ряде работ [32,33]. Однако именно в настоящей диссертации впервые были проведены эксперименты, исключая интерпретацию за счет тривиальной неоднородности структур, и приведены количественные расчеты на базе микроскопической модели [34], находящиеся в хорошем согласии с данными эксперимента (Рис. 6) [35, 36, 37].

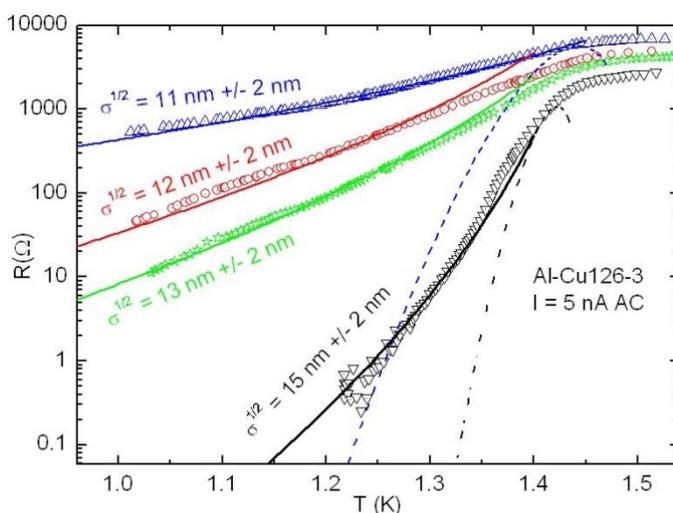


Рис. 6. Эволюция формы $R(T)$ зависимости алюминиевого нанопровода с длиной $L=10$ мкм при различных значениях эффективного диаметра $\sigma^{1/2}$, указанного на рисунке [36]. Сплошные кривые – модель квантовых флуктуаций [34], пунктирные – модель термических флуктуаций [27, 28].

В предыдущем разделе было показано, что в квазиодномерных сверхпроводниках квантовые флуктуации сильно уширяют сверхпроводящий переход $R(T)$, и в самых тонких образцах – сопротивление остается конечным даже при экстраполяции температуры к абсолютному нулю $T \rightarrow 0$ (Рис. 6). Разумно задаться вопросом: что будет наблюдаться в еще более тонких системах? В *Главе 7* приводятся результаты исследования сверхтонких сверхпроводящих наноструктур, демонстрирующих в режиме сильных квантовых флуктуаций *изолирующее* состояние – Кулоновскую блокаду.

В недавней теоретической работе [38] было показано, что физические свойства сверхпроводящего канала в режиме квантовых флуктуаций и Джозефсоновского контакта (ДжК) описываются гамильтонианами, идентичными с точностью до замены переменных:

$$E_C \leftrightarrow E_L, \quad E_J \leftrightarrow E_{QPS}, \quad \phi \leftrightarrow q/2e,$$

где E_C , E_L и E_J – зарядовая, индуктивная и Джозефсоновская энергии, соответственно; величина E_{QPS} однозначно связана с частотой квантовых флуктуаций $E_{QPS} = \hbar \gamma_{QPS}$, ϕ – фаза и q – квазизаряд. Указанная дуальность отражает фундаментальную связь между процессами, происходящими в Джозефсоновских системах и – в тонких сверхпроводящих каналах в режиме квантовых флуктуаций. Можно утверждать, что квантовая флуктуация в одномерном сверхпроводнике, альтернативно часто называемая *квантовым проскальзыванием фазы* (КПФ) – динамический эквивалент статического (в пространстве и времени) ДжК.

Хорошо известно, что если в ДжК доминирует энергия E_J и система смещена по напряжению – наблюдается классический эффект Джозефсона. Если же, наоборот, сильны зарядовые эффекты и задан ток, то обнаруживаются, так называемые, *Блоховские осцилляции*, формально проявляющиеся как Кулоновская блокада [39]. Учитывая обозначенную квантовую дуальность двух систем, в полной аналогии с ДжК, можно утверждать, что если в сверхпроводящем канале (1) частота КПФ (энергия E_{QPS}) сравнима с характерными энергиями, и (2) задан ток, то такая (сверхпроводящая!) система

должна демонстрировать изолирующее состояние - Кулоновскую блокаду. В диссертации впервые был продемонстрирован этот фундаментальный эффект (Рис. 7, левая панель). Эффект исчезает при температурах выше критической температуры сверхпроводника (~ 400 мК для используемого в экспериментах титана) – Рис. 7, вставка на левой панели – подтверждая "сверхпроводящую" природу явления. Величина Кулоновской щели квазипериодически зависит от электростатического потенциала на затворе (Рис. 7, вставка на левой панели), как это типично для одноэлектронных систем на базе ДжК.

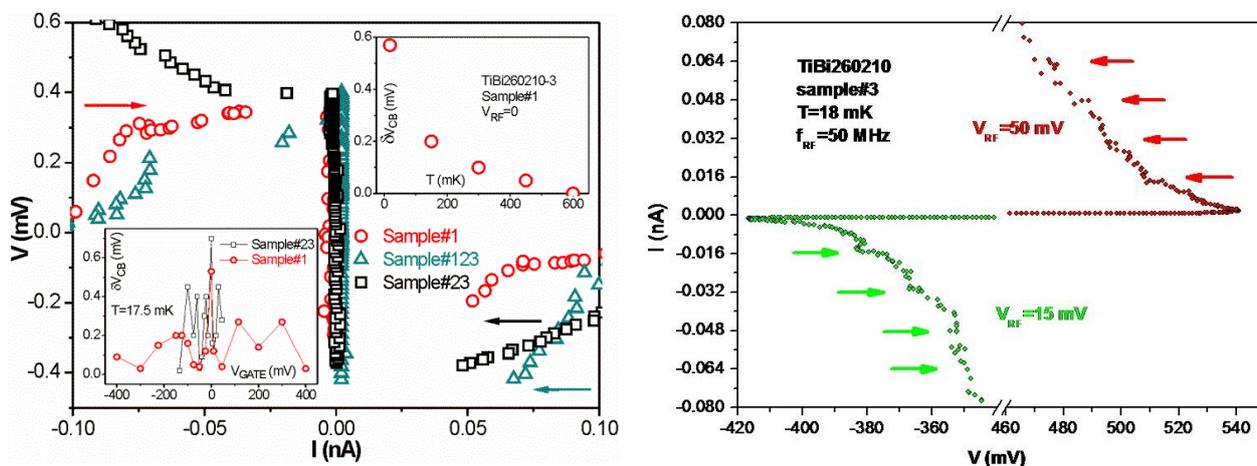


Рис. 7. Левая панель: титановая наноструктура с длиной $L=20$ мкм, эффективным диаметром $\sigma^{1/2}=24\pm 2$ нм и 10 МОм висмутовыми контактами. ВАХ демонстрируют Кулоновскую блокаду для всех трех смежных участков одного и того же образца. Стрелками показано направление записи ВАХ. Кулоновская щель δV_{CB} уменьшается с температурой исчезая выше ~ 450 мК (правая вставка). Напряжение на затворе V_{GATE} квазипериодически модулирует величину Кулоновской щели (левая вставка). Правая панель: фрагменты ВАХ ("Блоховский нос") титанового нанопровода с диаметром 15 ± 2 нм и с длиной 20 мкм, измеренные в четырехконтактной конфигурации с сопротивлением электродов 100 МОм при облучении излучением с частотой $f_{RF}=50$ МГц при двух уровнях ВЧ сигнала V_{RF} . Стрелками обозначены ожидаемые положения особенностей $I_n=n\times(2e)\times f_{RF}$, $n=1,2,3\dots$

В полной аналогии с классическим ДжК, демонстрирующим при приложении внешнего ВЧ излучения ступеньки напряжения на ВАХ – эффект Шапиро, облучение смещенного по току сверхпроводящего канала в режиме КПФ приводит к возникновению особенностей – Блоховских ступенек - при значениях $I_n=n\times(2e)\times f_{RF}$, $n=1,2,3\dots$ (Рис. 7, правая панель). Этот эффект был впервые продемонстрирован в диссертации и является открытием

фундаментальной важности для физики конденсированного состояния, подтверждающим эквивалентность эффектов Джозефсона и квантового проскальзывания фазы. Помимо научной значимости, ожидается, что эффект может найти практическое применение в метрологии в качестве квантового эталона электрического тока. Обнаружение в сверхтонких сверхпроводящих наноструктурах Кулоновской блокады и Блоховских ступенек является главным результатом седьмой *Главы*.

В *Заключении* сформулированы основные результаты и выводы работы.

1. Проведены прецизионные измерения гальваномагнитных характеристик широкого класса квазиодномерных сверхпроводящих микро- и наноструктур при низких и сверхнизких температурах вплоть до 8 мК и магнитных полях до 9 Т.
2. Разработана методика изготовления гибридных сверхпроводящих наноструктур на базе сверхпроводящих нитевидных монокристаллов и литографически изготовленных наноконтактов. Разработана и запатентована методика обработки наноструктур направленным пучком ионов инертного газа. Использование малых ускоряющих напряжений до 1 кВ не вносит дефектов и обеспечивает уменьшение эффективного диаметра квазиодномерных наноструктур с шагом до 1 нм вплоть до рекордно малых значений менее 10 нм с шероховатостью поверхности ± 1 нм.
3. Обнаружены ступенчатые особенности на ВАХ монокристаллических сверхпроводящих микропроводов с диаметром менее 12 мкм и с длиной до 1 см, положение которых может быть объяснено дальнедействующим взаимодействием центров проскальзывания фазы. Обнаружены ступенчатые особенности на температурных зависимостях сопротивления гибридных сверхпроводящих наноструктур на базе сверхпроводящих нитевидных монокристаллов из олова и литографически изготовленных наноконтактов из нормального металла (золото или медь), которые отсутствуют в аналогичных структурах со сверхпроводящими электродами (ниобий).

4. При сверхнизких температурах порядка 20 мК обнаружено изменение формы вольт-амперных характеристик туннельных контактов медь – оксид алюминия – алюминий в зависимости от величины тока инжекции и расстояния до удаленного туннельного контакта (инжектора). Эффект связан с инжекцией неравновесных квазичастичных возбуждений, концентрация которых релаксирует на характерных масштабах 5 ± 1.5 мкм и 40 ± 20 мкм для зарядового и энергетического дисбаланса, соответственно. Предложена модель, дающая согласие с экспериментом. Эффект исключительно важен для описания электронного транспорта в гибридных сверхпроводящих системах (суб)микронных размеров, таких как твердотельные холодильники и болометры на горячих/холодных электронах.
5. В многосвязных алюминиевых наноструктурах обнаружена нелокальная пространственная зависимость параметра порядка, описываемая характерной корреляционной длиной, температурная зависимость и абсолютная величина которой отличается от длины когерентности Гинзбурга-Ландау. Показано, что учет этой нелокальности принципиален для описания соответствующих физических процессов в сверхпроводящих системах (суб)микронных размеров.
6. В коротких алюминиевых наноструктурах обнаружен рост сопротивления перед началом сверхпроводящего перехода. Плохая воспроизводимость аномалии и зависимость ее амплитуды от конкретного расположения подводящих контактов свидетельствуют о паразитной природе явления, которое может быть объяснено случайной формой фазовых границ нормальный металл – сверхпроводник и особенностями конверсии нормального электрического тока в сверхток на соответствующих границах.
7. Обнаружено, что в квазиодномерных сверхпроводящих каналах термодинамические флуктуации размывают форму резистивного перехода. В наиболее тонких структурах (с эффективным диаметром менее 15 нм для алюминия, и - менее 35 нм для титана) квантовые флуктуации параметра

порядка приводят к конечному сопротивлению системы при сколь угодно малых температурах. Последнее явление накладывает фундаментальные ограничения на использование сверхпроводников нанометровых размеров в качестве проводников бездиссипативного электрического тока.

8. Обнаружено, что на вольт-амперных характеристиках наиболее тонких титановых нанопроводов, измеряемых в режиме фиксированного тока, наблюдается Кулоновская блокада и, при приложении внешнего высокочастотного излучения – ступенчатые особенности при квантованных величинах задающего тока (Блоховские ступеньки). Эффект является открытием значительной важности, доказывающим дуальность двух систем: тонких сверхпроводящих каналов в режиме квантовых флуктуаций и Джозефсоновских каналов с большой величиной зарядовой энергии. Помимо чисто фундаментального значения, обнаруженный эффект может служить базисом для разработки важного метрологического приложения - квантового эталона электрического тока. Когерентное взаимодействие квантовых флуктуаций (квантовых проскальзываний фазы) приводит к формированию квантовой двухуровневой системы, которая может использоваться как логический элемент квантового компьютера. Ожидается, что использование соответствующих устройств (qubit) должно революционизировать такие области как вычислительная техника и криптография.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

- [1]. G. F. Taylor. A method of drawing metallic filaments and a discussion of their properties and uses // *Phys. Rev.* 23(5):655--660 (1924).
- [2]. E. I. Givargizov. *Highly Anisotropic Crystals, Series: Material Science of Minerals and Rocks*. Springer-Verlag GmbH, Berlin Heidelberg, Germany (1987).

-
- [3]. K. Yu. Arutyunov, T. V. Ryyänen, J. P. Pekola, and A. B. Pavolotski. Superconducting transition of single-crystal tin microstructures // *Phys. Rev. B*, 63(9):092506-1 -- 092506-4 (2001).
- [4]. M. Zgirski, K-P. Riikonen, V. Tuboltsev, P. Jalkanen, T. T. Hongisto and K. Yu. Arutyunov. Ion beam shaping and downsizing of nanostructures // *Nanotechnology* 19:055301-1 -- 055301-6 (2008).
- [5]. K. Yu. Arutyunov. Ion beam etching method and ion beam etching apparatus // patent FI-122010 (2011).
- [6]. J. Meyer and G. V. Minnegerode. Instabilities in the transition curve of current-carrying onedimensional superconductors // *Phys. Lett.*, 38A:529 -- 530 (1972).
- [7]. R. Tidecks. *Current-Induced Nonequilibrium Phenomena in Quasi-One-Dimensional Superconductors*. Springer, NY (1990).
- [8]. M. Tinkham. The interaction of phase-slip centers in superconducting filaments // *J. Low Temp. Phys.* 35:147--151 (1979).
- [9]. K. Yu. Arutyunov, N. P. Danilova, A. A. Nikolaeva. Galvanomagnetic properties of quasi-one-dimensional superconductors // *J. Appl. Phys.* 76, 7139 - - 7140 (1994).
- [10]. K. Yu. Arutyunov, N. P. Danilova, A. A. Nikolaeva. Nonequilibrium galvanomagnetic properties of quasi-one-dimensional superconductors // *Physica C* 235 – 240: 1967 -- 1968 (1994).
- [11]. V. P. Galaiko E. V. Bezugly, E. N. Bratus. On the theory of voltage jumps in on voltage-current characteristics of superconducting channels // *Sov. Fizika Nizkix Temperatur*, 3(8):1010 -- 1021 (1977).
- [12]. J. Clarke in *Nonequilibrium superconductivity, Phonons, and Kapitza Boundaries*. Edited by K. E. Gray, Plenum Press, New York (1981).
- [13]. R. Yagi. Charge imbalance observed in voltage-biased superconductor - normal tunnel junctions // *Phys. Rev. B*. 73:134507-1 --134507-4 (2006).
- [14]. R. Morimoto, T. Matsumura, R. Yagi, K. Tsuboi and H. Kobara. Study of quasi-particle recombination rate by injection experiment using narrow

-
- superconducting wire and dc-SQUID junctions // *J. Phys. Soc. Jpn.*, 78:054704 - 054707 (2009).
- [15]. K. Yu. Arutyunov, H.-P. Auraneva, and A. S. Vasenko. Spatially resolved measurement of nonequilibrium quasiparticle relaxation in superconducting aluminium // *Phys. Rev. B*, 83(10):104509-1 -- 104509-7 (2011).
- [16]. P. G. de Gennes. *Superconductivity in metals and alloys*. Addison-Wesley, New York (1966).
- [17]. N. E. Israeloff, F. Yu, A. M. Goldman, and R. Bojko. Nonlocal paraconductance of small superconducting loops // *Phys. Rev. Lett.* 71:2130--2133, (1993).
- [18]. C. Strunk, V. Bruyndoncx, V. V. Moshchalkov, C. Van Haesendonck, Y. Bruynseraede, and R. Jonckheere. Nonlocal effects in mesoscopic superconducting aluminum structures // *Phys. Rev. B* 54:R12701--R12704 (1996).
- [19]. L. I. Glazman, F. W. J. Hekking, and A. Zyuzin. Nonlocal resistance oscillations near the superconducting transition // *Phys. Rev. B* 46:9074--9081 (1992).
- [20]. W. A. Little and R. D. Parks. Observation of quantum periodicity in the transition temperature of a superconducting cylinder // *Phys. Rev. Lett.* 9:9--12 (1962).
- [21]. K. Yu. Arutyunov, J. P. Pekola, A. B. Pavolotski, and D. A. Presnov. Nonlocality in superconducting microstructures // *Phys. Rev. B* 64:064519-1 -- 064519-6 (2001).
- [22]. S. V. Lotkhov, A. B. Pavolotski, K. Yu. Arutyunov, D. A. Presnov, and L. Rinderer. Resistive state anomaly in superconducting nanostructures // *Phys. Rev. B* 59:6487--6498 (1999).
- [23]. P. Santhanam, C. C. Chi, S. J. Wind, M. J. Brady, and J. J. Bucchignano. Resistance anomaly near the superconducting transition temperature in short aluminum wires // *Phys. Rev. Lett.* 66:2254—2257 (1991).
- [24]. Y. K. Kwong, K. Lin, P. J. Hakonen, M. S. Isaacson, and J. M. Parpia. Interfacial resistive anomaly at a normal-superconducting boundary // *Phys. Rev. B* 44:462--465 (1991).

-
- [25]. H. Vloeberghs, V. V. Moshchalkov, C. Van Haesendonck, R. Jonckheere, and Y. Bruynseraede. Anomalous Little-Parks oscillations in mesoscopic loops // *Phys. Rev. Lett.* 69:1268--1271 (1992).
- [26]. I. L. Landau and L. Rinderer. Comment on "Intrinsic resistance fluctuations in mesoscopic superconducting wires" // *Phys. Rev. B* 56:6348--6351 (1997).
- [27]. J. S. Langer and V. Ambegaokar. Intrinsic resistive transition in narrow superconducting channels // *Phys. Rev.* 164:498--510 (1967).
- [28]. D. E. McCumber and B. I. Halperin. Time scale of intrinsic resistive fluctuations in thin superconducting wires // *Phys. Rev. B* 1:1054--1070 (1970).
- [29]. J. E. Lukens, R. J. Warburton, and W. W. Webb. Onset of quantized thermal fluctuations in "one-dimensional" superconductors // *Phys. Rev. Lett.* 25(17):1180--1184 (1970).
- [30]. R. S. Newbower, M. R. Beasley, and M. Tinkham. Fluctuation effects on the superconducting transition of tin whisker crystals // *Phys. Rev. B* 5(3):864 -- 868 (1972).
- [31]. M. Zgirski and K. Yu. Arutyunov. Experimental limits of the observation of thermally activated phase-slip mechanism in superconducting nanowires // *Phys. Rev. B* 75(17):172509 --172512 (2007).
- [32]. N. Giordano. Evidence for macroscopic quantum tunneling in one-dimensional superconductors // *Phys. Rev. Lett.* 61:2137--2139 (1988).
- [33]. A. Bezryadin, C. N. Lau and M. Tinkham. Quantum suppression of superconductivity in ultrathin nanowires // *Nature* 404:971--974 (2000).
- [34]. A. D. Zaikin, D. S. Golubev A. van Otterlo and G. T. Zimányi. Quantum phase slips and transport in ultrathin superconducting wires // *Phys. Rev. Lett.* 78(8):1552--1555 (1997).
- [35]. M. Zgirski, K.-P. Riikonen V. Touboltsev and K. Yu. Arutyunov. Size dependent breakdown of superconductivity in ultranarrow nanowires // *Nano Lett.*, 5(6):1029--1044 (2005).

-
- [36].M. Zgirski, K.-P. Riikonen V. Touboltsev and K. Yu. Arutyunov. Quantum fluctuations in ultranarrow superconducting aluminum nanowires. Phys. Rev. B // 77:054508-1 -- 054508-6 (2008).
- [37].J. S. Lehtinen, T. Sajavara K. Yu. Arutyunov, M. Yu. Presnjakov and A. S. Vasiliev. Evidence of quantum phase slip effect in titanium nanowires // Phys. Rev. B to be published (2012).
- [38].J. E. Mooij and Yu. V. Nazarov. Superconducting nanowires as quantum phase slip junctions // Nature Phys. 2:169--172 (2006).
- [39].L. S. Kuzmin and D. B. Haviland. Observation of the Bloch oscillations in an ultrasmall Josephson junction // Phys. Rev. Lett. 67(20):2890 -- 2893 (1991).

**СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА
ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ**

- A1. **K. Yu. Arutyunov**, N. P. Danilova, A. A. Nikolaeva. Galvanomagnetic properties of quasi-one-dimensional superconductors // **J. Appl. Phys.** 76, 7139-7140 (1994).
- A2. **K. Yu. Arutyunov**, N. P. Danilova, A. A. Nikolaeva. Nonequilibrium galvanomagnetic properties of quasi-one-dimensional superconductors // **Physica C** 235-240, 1967--1968 (1994).
- A3. **K. Yu. Arutyunov**. Manifestation of Quasiparticle Branch Imbalance in Resistive Measurements of Mesoscopic Superconductors // **Phys. Rev. B** 53 12304 --12310 (1996).
- A4. **K. Yu. Arutyunov**, V. A. Krupenin, S. V. Lotkhov, A. B. Pavolotski and L. Rinderer. Resistive State Measurements of Quasi-0-Dimensional Superconducting Structures // **Czech. J. of Physics** 46, 2309 (1996).
- A5. **K. Yu. Arutyunov**, S. V. Lotkhov, A. B. Pavolotski, D. A. Presnov and L. Rinderer. On the reproducibility of Resistive State Anomalies in Superconducting Nanostructures // **Helv. Phys. Acta** 69(2), 31 (1996).
- A6. **K. Yu. Arutyunov**, V. A. Krupenin, S. V. Lotkhov, A. B. Pavolotski and L. Rinderer. Resistive State Anomalies of Superconducting Nanostructures // **Superlattices and Microstructures** 21A, 27 (1997).
- A7. **K. Yu. Arutyunov**, S. V. Lotkhov, A. B. Pavolotski, D. A. Presnov and L. Rinderer. Resistive-state Anomaly in Superconducting Nanostructures // **Phys.Rev. B** 59, 6487-- 6498 (1999).
- A8. J. P. Pekola, A. J. Manninen, M. M. Leivo, **K. Yu. Arutyunov**, J. K. Suoknuuti, T. I. Suppala, and B. Collaudin. Microrefrigeration by quasiparticle tunneling in NIS and SIS junctions // **Physica B**, 280, 485--490 (2000).
- A9. **K. Yu. Arutyunov**, Sh. Farhangfar, D. Presnov, and J. P. Pekola. Unconventional Behavior of Small Superconductors in a Nonequilibrium State in the Proximity of a Normal Metal // **Physica B** 284-288, 1848--1849 (2000).

-
- A10. **K. Yu. Arutyunov**, T. Suppala, J. K. Suoknuuti and J. P. Pekola. Influence of magnetic field on cooling by normal-insulator-superconductor junctions // **J. Appl. Phys.** 88, 326--330 (2000).
- A11. **K. Yu. Arutyunov**, J. P. Pekola, A. B. Pavolotski, D. A. Presnov. Nonlocality in superconducting microstructures, in “*Macroscopic Quantum Coherence and Quantum Computing*“, edited by D. V. Averin, B. Ruggiero and P. Silvestrini, Kluvert Academic Plenum Publishers, 155-163 (2001).
- A12. **K. Yu. Arutyunov**, T. V. Ryyanen, J. P. Pekola, and A. B. Pavolotski. Superconducting transition of single-crystal tin microstructures // **Phys. Rev. B** 63, 092506-1 -- 092506-4 (2001).
- A13. **K. Yu. Arutyunov**, J. P. Pekola, A. B. Pavolotski and D. A. Presnov. Nonlocality in superconducting microstructures // **Phys. Rev. B** 64, 064519-1 -- 064519-6 (2001).
- A14. **K. Yu. Arutyunov**, T. T. Hongisto, and J. P. Pekola. Solid state analogue of a double slit interferometer, in “*Superconducting Nano-Electronics devices*” edited by J. Pekola, B. Ruggiero and P. Silvestrini, Kluvert Academic Plenum Publishers, 43-51 (2002).
- A15. **K. Yu. Arutyunov**, T. T. Hongisto, and J. P. Pekola. Interference of nonequilibrium quasiparticles in a superconductor // **Physica B** 329-333, 1429-1430 (2003).
- A16. W. X. Huang, P. Dendooven, K. Gloos, N. Takahashi, **K. Yu. Arutyunov**, J. P. Pekola, and J. Aystö. Transport and extraction of radioactive ions stopped in superfluid helium // **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms** 204, 592--596 (2003).
- A17. **K. Yu. Arutyunov**, T. T. Hongisto. Normal metal – Insulator – Superconductor Interferometer // **Phys. Rev. B** 70, 064514-1 -- 064514-6 (2004).
- A18. M. Savolainen, V. Touboltsev, P. Koppinen, K.-P. Riikonen and **K. Yu. Arutyunov**. Ion beam sputtering method for progressive reduction of nanostructures dimensions // **Appl. Phys. A** 79, 1769--1773 (2004).

-
- A19. **K. Yu. Arutyunov**, T. T. Hongisto, and J. P. Pekola. Solid state analogue of an optical interferometer, in “*Quantum Computing and Quantum Bits in Mesoscopic systems*” edited by A. Leggett, B. Ruggiero and P. Silvestrini, Kluvert Academic Plenum Publishers, 247-253 (2004).
- A20. M. Zgirski, K.-P. Riikonen, V. Touboltsev, and **K. Arutyunov**. Size Dependent Breakdown of Superconductivity in Ultranarrow Nanowires // **Nano Letters** 5, 1029--1033 (2005).
- A21. P. Jalkanen, V. Touboltsev, H. Koivisto, P. Suominen, T. Suppula, **K. Yu. Arutyunov**, and J. Räisänen. Superconductivity suppression in Fe-implanted thin Al films // **J. Appl. Phys.** 98, 016105-1 -- 016105-3 (2005).
- A22. D. V. Vodolazov, F. M. Peters, T. T. Hongisto, and **K. Yu. Arutyunov**. Microscopic analysis of multiple flux transitions in mesoscopic superconducting loops // **Europhys. Lett.** 75(2), 315--320 (2006).
- A23. A. A. Shanenko, M. D. Croitoru, M. Zgirski, F. M. Peters and **K. Yu. Arutyunov**. Size dependent enhancement of superconductivity in nanowires // **Phys. Rev. B** 74, 052502-1 -- 052502-2 (2006).
- A24. M. Zgirski, K.-P. Riikonen, T. Holmqvist, M. Savolainen, V. Touboltsev, and **K. Yu. Arutyunov**. Phase slip phenomena in ultra-thin superconducting wires, in “*Quantum Computation in Solid State Systems*” edited by B. Ruggiero, P. Delsing, C. Granata, Y. Pashkin, P. Silvestrini, 70-75, Springer (2006).
- A25. **K. Yu. Arutyunov**, V. Tuboltsev and M. Kaarre. Ion beam etching processing, **PCT patent** FI-2007/050440, WO 2008/017733 A1 (2006).
- A26. P. Jalkanen, V. Tuboltsev, A. Virtanen, **K. Yu. Arutyunov**, J. Räisänen, O. Lebedev and G. Van Tendeloo. Critical temperature modification of low dimensional superconductors by spin doping // **Sol. St. Comm.** 142, 407--411 (2007).
- A27. M. Zgirski and **K. Yu. Arutyunov**. Experimental limits of the observation of thermally activated phase-slip mechanism in superconducting nanowires // **Phys. Rev. B** 75, 172509-1 -- 172509-4 (2007).

-
- A28.M. Zgirski and **K. Yu. Arutyunov**. Resistive state of quasi-one-dimensional superconductors: fluctuations vs. sample inhomogeneity // **Physica E** 40, 160--162 (2007).
- A29.**K.Yu. Arutyunov**, T. T. Hongisto, D. Y. Vodolazov. Tunneling spectroscopy of persistent currents in superconducting microrings // **Physica E** 40, 184--186 (2007).
- A30.**K. Yu. Arutyunov**. Fabrication of quasi-one-dimensional superconducting micro- and nanostructures // **Recent Patents in NanoTechnology** 1, 129-135 (2007).
- A31.**K. Yu. Arutyunov**, M. Zgirski, K.-P. Riikonen, and P. Jalkanen. Quantum Limitations of Electron Transport in Ultra-Narrow Nanowires // **Int. Rev. Phys.** 1(1) 28--30 (2007).
- A32.**K. Yu. Arutyunov**. Negative magnetoresistance of ultra-narrow superconducting nanowires in the resistive state // **Physica C** 468(4), 272-75 (2008).
- A33.T. T. Hongisto and **K. Yu. Arutyunov**. Persistent Currents in Superconducting Nanorings // **J. Phys.** 97, 012114-1 -- 012114-8 (2008).
- A34.M. Zgirski, K.-P. Riikonen, and **K. Yu. Arutyunov**. Current-Voltage Dependencies in Ultra-Narrow Superconducting Nanowires in the Regime of Quantum Fluctuations // **J. Phys.** 97, 012113-1 -- 012113-5 (2008).
- A35.T. T. Hongisto and **K. Yu. Arutyunov**. Tunneling spectroscopy of giant vorticity states in superconducting micro- and nanorings at ultra-low temperatures // **Physica C** 468, 733--736 (2008).
- A36.M. Zgirski, K.-P. Riikonen, V. Tuboltsev, P. Jalkanen, T. T. Hongisto and **K. Yu. Arutyunov**. Ion beam shaping and downsizing of nanostructures // **Nanotechnology** 19 055301-1 -- 055301-6 (2008).
- A37.M. Zgirski, K.-P. Riikonen, V. Touboltsev and **K. Yu. Arutyunov**. Quantum fluctuations in ultranarrow superconducting nanowires // **Phys. Rev. B** 77, 054508-1 -- 054508-6 (2008).

-
- A38. **K. Yu. Arutyunov**, D. S. Golubev, and A. D. Zaikin. Superconductivity in one dimension // **Physics Reports** 464, 1-70 (2008).
- A39. **K. Yu. Arutyunov**. Experimental study of the fluctuation-governed resistive state in quasi-one-dimensional superconductors, in “*Nanoscience Frontiers - Fundamentals of Superconducting Electronics, Springer Serie: Nanoscience and Technology*”, 45-66 (2011).
- A40. **K. Yu. Arutyunov**. Ion beam etching method and ion beam etching apparatus, **patent** FI-122010 (2011).
- A41. **K. Yu. Arutyunov**, H.-P. Auraneva, and A. S. Vasenko. Spatially resolved measurement of nonequilibrium quasiparticle relaxation in superconducting aluminium // **Phys. Rev. B** 83, 104509--104513 (2011).
- A42. J. S. Lehtinen, T. Sajavara, **K. Yu. Arutyunov**, M. Yu. Presnjakov, and A. S. Vasiliev. Evidence of quantum phase slip effect in titanium nanowires // **Phys. Rev. B** 85, 135901--135907 (2012).
- A43. O. V. Astafiev, L. B. Ioffe, S. Kafanov, Yu. A. Pashkin, **K. Yu. Arutyunov**, D. Shahar, O. Cohen, and J. S. Tsai. Coherent quantum phase slip // **Nature** 484(7392), 176--181 (2012).
- A44. **K. Yu. Arutyunov**, T. T. Hongisto, J. S. Lehtinen, L. I. Leino, and A. S. Vasiliev. Quantum phase slip phenomenon in ultra-narrow superconducting nanorings // **Nature: Sci. Rep.** 2(293), 1--7 (2012)