

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи

**Арутюнов
Константин Юрьевич**

**Экспериментальное
исследование токовых
состояний низкоразмерных
сверхпроводников**

Специальность 01.04.09 - физика низких температур

Диссертация
на соискание степени доктора физико-
математических наук

Москва - 2012 г.

Оглавление

Список символов и сокращений	3
Введение	7
Актуальность тематики	7
Цели и задачи работы	9
Научная новизна работы	9
Практическое значение работы	10
Основные положения, выносимые на защиту	11
Достоверность полученных результатов	13
Апробация работы	13
Публикации	13
Личный вклад автора	13
Структура и объем диссертации	14
Глава 1: Экспериментальная методика	16
Методика изготовления микро- и наноструктур	16
Микроскопический анализ образцов	25
Методика измерений	26
Погрешности измерений	31
Положения, выносимые на защиту, и представление результатов	32
Глава 2: Неравновесное токовое состояние квазиодномерных сверхпроводящих каналов	33
Введение	33
Теория	36
Постановка задачи	41
Результаты и обсуждение	42
Длинные монокристаллические нити	42
Короткие монокристаллические образцы	50
Положения, выносимые на защиту, и представление результатов	57
Глава 3: Релаксация неравновесных квазичастичных возбуждений в сверхпроводнике	58
Введение	58
Существующие эксперименты и модельные представления	60
Постановка задачи	66
Результаты и обсуждение	66
Положения, выносимые на защиту, и представление результатов	80
Глава 4: Квантовая нелокальность в сверхпроводящих наноструктурах	81
Введение	81
Постановка задачи	82
Эксперимент	83
Анализ результатов	85
Положения, выносимые на защиту, и представление результатов	96

Глава 5: Аномалия резистивного перехода в сверхпроводящих наноструктурах	98
Введение	98
Постановка задачи	99
Эксперимент	99
Модель	105
Неоднородность структур и конечная ширина резистивного перехода	105
Вклад границы нормальный металл – сверхпроводник	108
Вклад наклонной границы нормальный металл – сверхпроводник	112
Вклад конечной ширины потенциальных контактов	116
Влияние измерительного тока и магнитного поля	121
Положения, выносимые на защиту, и представление результатов	123
Глава 6: Флуктуации в квазиодномерных сверхпроводящих каналах	124
Введение	124
Постановка задачи	126
Термические флуктуации	127
Квантовые флуктуации	135
Положения, выносимые на защиту, и представление результатов	148
Глава 7: Зарядовые эффекты в квазиодномерных сверхпроводящих каналах	150
Введение	150
Постановка задачи	151
Теоретическая база	151
Существующие эксперименты	157
Объекты исследования	161
Экспериментальные результаты и обсуждение	165
Положения, выносимые на защиту, и представление результатов	177
Заключение	179
Основные результаты и выводы работы	179
Список цитируемой литературы	181
Благодарности	200
Основные публикации автора по теме диссертации	201

Список символов и сокращений

SOG - spin-on-glass полимер

RRR - resistance residual ratio: отношение сопротивлений образца, измеренных при комнатной и гелиевых температурах

TDGL - time dependent Ginzburg-Landau модель

LAMH - модель термических флуктуаций Langer-Ambegaokar-McCumber-Halperin

BAX - вольт-амперная характеристика

ПИД - пропорционально - интегрально - дифференциальный (контроллер)

ПММА - полиметилметакрилат (polymethyl methacrylate)

МАО - сополимер (methacrylic acid)

НИС - нормальный металл - изолятор- сверхпроводник

СИС - сверхпроводник - изолятор- сверхпроводник

ССМ - сканирующий (растровый) силовой микроскоп

СЭМ - сканирующий (растровый) электронный микроскоп

ПЭМ - просвечивающий электронный микроскоп

ПФ - проскальзывание фазы

ЦПФ - центр проскальзывания фазы

НИС - нормальный металл - изолятор - сверхпроводник

ДжК - Джозефсоновский контакт

k_B - константа Больцмана

h - константа Планка

$\hbar = h/2\pi$

e - заряд электрона

T - температура

T_c - критическая температура сверхпроводника

T_c^{onset} - температура начала (вершины) сверхпроводящего перехода

δT_c - ширина сверхпроводящего перехода

T_c^{imp} - локальное значение критической температуры (неоднородного образца)

T_c^0 - усредненное значение критической температуры (неоднородного образца)

T_{phonon} - фононная температура

T_e - электронная температура

T_e^S - электронная температура неравновесного сверхпроводника

T_e^i и T_e^d - электронные температуры нормальных НИС инжектора и детектора, соответственно

T^* - эффективный параметр с размерностью "температура", характеризующий подавление энергетической щели сверхпроводника

Δ - в зависимости от контекста: параметр порядка или энергетическая щель сверхпроводника

φ - фаза комплексного параметра порядка $\Delta = |\Delta| e^{i\varphi}$

$\xi(T)$ - температурно-зависимая длина когерентности сверхпроводника

$\xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta$ - длина когерентности сверхпроводника в чистом пределе в модели БКШ

$\xi_0^{Pip} = \hbar v_F / k_B T_c$ - длина когерентности сверхпроводника в чистом пределе в модели

Пиппарда

ξ_Δ - масштаб нелокального отклика параметра порядка сверхпроводника

$\xi_{GL}(T)$ - температурно-зависимая длина когерентности Гинзбурга-Ландау

ξ_N - глубина проникновения сверхпроводимости в нормальный металл за счет эффекта близости

λ_{L0} - глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник в чистом пределе

$\lambda_L(T)$ - температурно-зависимая глубина проникновения магнитного поля

$\Lambda = m / e^2 n_S$ - феноменологический параметр модели Лондонов

n_S - плотность сверхпроводящих электронов

p - импульс

p_F - Фермиевский импульс

v_F - Фермиевская скорость

ℓ - длина свободного пробега электрона

$D = \frac{1}{3} v_F \ell$ - коэффициент диффузии

E - энергия

E_F - энергия Ферми

$N(0)$ - одноэлектронная плотность состояний на уровне Ферми

$N_S(E)$ - плотность состояний сверхпроводника.

R - электрическое сопротивление

$R_q = h / (2e)^2 = 6.47$ кОм - квант сопротивления для эффективного заряда $2e$

R_N - электрическое сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии

$\delta R_{NS} = \delta V_{NS} / I$ - избыточное сопротивление НС границы, характеризуемое скачком потенциала δV_{NS} и текущим через границу электрическим током I

ρ - удельное электрическое сопротивление

V - падение напряжения

ϕ - скалярный потенциал электрического поля

A - векторный потенциал электрического поля

I - электрический ток

I_S - бездиссипативный ток сверхпроводника ("сверхток")

I_c - критический ток сверхпроводника

$I_c(n)$ - значение тока квазиодномерного сверхпроводника, совпадающее с положением n -ой ступеньки ВАХ

I_0 - избыточный ток ступенчатой ВАХ

I_i - ток инжекции неравновесных носителей заряда в сверхпроводник

$j_x \equiv I_x/\sigma$ - плотность соответствующего полного тока I_x для проводника с сечением σ

$j_1 < j < j_2$ - область плотностей тока, при которой (при заданной температуре) наблюдается резистивное состояние сверхпроводника

B - магнитная индукция

H - напряженность магнитного поля

H_c - критическая напряженность магнитного поля сверхпроводника

σ - площадь сечения проводника

$d_{eff} = \sqrt{\sigma}$ - эффективный диаметр проводника

Σ - площадь замкнутого контура

δF_0 - разница свободных энергий в нормальном и сверхпроводящем состояниях

$\tau_{el} = \ell/v_F$ - характерное время упругого рассеяния электронов

τ_{slip} - характерное время между ближайшими процессами проскальзывания фазы

τ_{in} - время неупругой релаксации нормальных электронов

τ_E - характерное время энергетической релаксации

τ_{e-e} - характерное время электрон-электронного взаимодействия

τ_0 - характерное время электрон-фононного рассеяния

τ_Q - характерное время релаксации зарядового дисбаланса

τ_s - характерное время неупругого рассеяния квазичастиц

τ_{break} - характерное время упругого распаривания Куперовских пар

τ_r - характерное время неупругой рекомбинации квазичастиц с формированием равновесной Куперовской пары

$\tau_{GL} = \pi \hbar / 8 k_B (T_c - T)$ - характерное время Гинзбурга-Ландау, описывающее релаксацию сверхпроводящего параметра порядка

G_{1D} - параметр Гинзбурга-Ландау для одномерного сверхпроводящего канала

$f(E)$ - функция распределения

f_T - функция распределения для поперечной моды (зарядовый дисбаланс)

f_L - функция распределения для продольной моды (энергетический дисбаланс)

Q^* - зарядовый дисбаланс

$\mu_S \equiv \mu^*$ - химический потенциал Куперовских пар

μ_q - химический потенциал квазичастиц

G_{NN}^d - туннельная проводимость НИС контакта в нормальном состоянии

I_{ex} - избыточный ток неравновесного НИС контакта

L_{id} - расстояние между инжектором и детектором

Λ_Q - характерная длина релаксации зарядового дисбаланса

Λ_{T^*} - характерная длина релаксации сверхпроводящей щели при инжекции неравновесных квазичастиц

Γ - параметр распаривания

λ - константа электрон-фононного взаимодействия

F - аномальная амплитуда спаривания

Φ - магнитный поток

$\Phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15}$ Wb - квант магнитного потока для заряда $2e$

K_A - коэффициент Андреевского отражения

γ_{QPS} - частота квантовых флуктуаций

Введение

Актуальность тематики

За 100 лет с момента открытия сверхпроводимости в 1911 г. [1] 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 (*qbits*) [2]. 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) [1], (2) диамагнитный отклик (эффект Мэйсснера) [3] и (3) наличие энергетической щели в спектре возбуждений [4].

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). [5]. Справедливости ради, следует отметить, что у ряда металлов (например, алюминий и цинк) - наблюдается обратная тенденция [6]. 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 [7] 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. [8].

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 образцах ограничивается минимальным размером системы. Два других характерных масштаба - длина когерентности ξ_0 и глубина проникновения магнитного поля λ_{L0} (соответственно $\simeq \sqrt{\xi_0 \ell}$ и $\simeq \lambda_{L0} \sqrt{\xi_0 / \ell}$ 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 $\mathbf{r}_0$ должно "чувствоваться" внутри объема $|\mathbf{r}_0 - \xi|$;

(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.

Помимо чисто фундаментального интереса к вопросу мезоскопической сверхпроводимости, изучаемые явления имеют самое непосредственное отношение к оптимизации работы широкого класса сверхпроводящих микро- и наноустройств: детекторов излучения [9], логических элементов [2] и твердотельных холодильников (NIS coolers) [10].

Научная новизна работы

- Разработаны технология изготовления и методы исследования сверхпроводящих наноструктур сверхмалых размеров.
- Впервые подробно исследованы различные неравновесные явления в квазиодномерных сверхпроводящих наноструктурах: пространственные, энергетические и температурные характеристики зарядового и энергетического дисбаланса, приводящие, в частности к дальнодействующему взаимодействию центров проскальзывания фазы. Предложена

феноменологическая моделью, описывающий широкий спектр неравновесных явлений.

- Впервые проведено детальное исследование эффекта квантовой нелокальности в сверхпроводниках мезоскопических размеров и определены соответствующие корреляционные длины.

- Впервые 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.

- Впервые 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 дальнoдействующее 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. Впервые на одних и тех же гибридных микроструктурах из алюминия и меди измерены при сверхнизких температурах пространственные, энергетические и температурные характеристики зарядового и энергетического дисбаланса. Показано, что вся совокупность экспериментальных результатов 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 релаксации 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. Проведено экспериментальное исследование нелокального взаимодействия в алюминиевых микроструктурах. Показано, что нелокальные магнетоосцилляции сопротивления качественно могут быть описаны упрощенной моделью нелокального взаимодействия с корреляционной длиной, совпадающей с длиной когерентности Гинзбурга-Ландау. Показано, что 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. Проведено экспериментальное исследование резистивной аномалии в алюминиевых наноструктурах. Разработана модель явления, дающая удовлетворительное количественное согласие с экспериментом.

6. Проведены детальные экспериментальные исследования формы сверхпроводящего перехода алюминиевых и титановых квазиодномерных наноструктур. Показано, что в тонкопленочных образцах, изготовленных методом взрывной электроннолучевой литографии и направленного вакуумного напыления, присутствие неизбежных неоднородностей не позволяет проведение количественного сравнения экспериментальных данных с моделью термических флуктуаций параметра порядка. Показано, что в сверхтонких тонкопленочных 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 достаточно хорошо описывается микроскопической моделью квантовых флуктуаций.

7. Проведены детальные экспериментальные исследования вольт-амперных характеристик квазиодномерных титановых наноструктур в высокоомном окружении. Впервые показано, что с уменьшением эффективного диаметра сверхпроводящего канала 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 ВЧ 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 ВЧ сигнала находятся в удовлетворительном согласии с существующими теоретическими моделями, построенными для Джозефсоновских контактов, тем самым подтверждая дуальность этих двух систем.

Достоверность полученных результатов подтверждается удовлетворительным согласием экспериментальных данных 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 диссертации.

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.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из *Введения*, семи *Глав*, *Заключения*, *Списка цитированной литературы* (206 наименований) *Благодарностей* и *Списка основных публикаций автора*. Полный объем работы составляет 204 страницы, в том числе - 106 рисунков.

Глава 1 монографии посвящена экспериментальной методике: изготовлению и микроскопическому анализу образцов, измерительной технике.

В *Главе 2* обсуждаются эксперименты по исследованию токовых состояний сверхпроводящих каналов микронных сечений. Наиболее интересным явлением здесь является ступенчатая ВАХ, объясняемая индуцированным током неравновесным процессом - возникновением центров проскальзывания фазы.

Глава 3 связана с экспериментами по инжекции электронов из нормального металла через туннельный контакт. Будет показано что возникающее неравновесное состояние сверхпроводника может быть описано двумя различными процессами - зарядовой и энергетической неравновесностью (charge imbalance и energy disequilibrium) - каждый из которых релаксирует на огромных (по микроскопическим меркам) расстояниях.

В *Главе 4* читатель найдет обсуждение специфического для сверхпроводящих наноструктур эффекта квантовой нелокальности, когда значение параметра порядка Δ в точке с координатой r_0 зависит от окружения во всей области $|r_0 - \xi|$.

В *Главе 5* приводятся исследования весьма интересного эффекта, специфического для сверхпроводящих структур мезоскопических размеров - резистивной аномалии: увеличение сопротивления образца перед началом сверхпроводящего перехода.

В *Главе 6* будет обсуждаться влияние флуктуаций на форму резистивного перехода $R(T)$ и ВАХ квазиодномерных сверхпроводников. Основным результатом этой части работы является вывод о подавлении бездиссипативного токового состояния в сверхтонких каналах за счет квантовых флуктуаций параметра порядка.

Глава 7 посвящена исследованию зарядовых эффектов в сверхтонких сверхпроводящих каналах в режиме квантовых флуктуаций. Будет показано, что эта система дуальна Джозефсоновскому контакту в режиме наблюдения Блоховских осцилляций.

Каждая глава содержит краткое теоретическое введение, обзор существующих экспериментов, обсуждение полученных результатов и заканчивается четко сформулированными

положениями, выносимыми на защиту и представлением результатов.

В *Заключении* сформулированы основные результаты и выводы работы.

После *Заключения* следует *Список цитируемой литературы*.

Благодарности вынесены в отдельный раздел в конце диссертации

Диссертацию завершает список *Основных публикаций автора по теме диссертации*.

Глава-1

Экспериментальная методика.

Основные положения этой методологической главы были опубликованы в специализированных журналах [11], [12], [13], [14], [15], в обзорной статье автора по технологии изготовления квазиодномерных сверхпроводящих микро- и наноструктур [16], а также - многократно докладывались на различных конференциях в контексте экспериментальной методики для исследования соответствующих физических явлений. Метод травления наноструктур направленным пучком инертного газа запатентован автором [17], [18].

Методика изготовления микро- и наноструктур .

Квазиодномерные монокристаллы - вискеры.

Сильно анизотропные монокристаллы - вискеры - исторически были одними из первых объектов по экспериментальному исследованию квазиодномерных сверхпроводников. Типичный поперечный размер вискера - порядка 1 мкм, а длина может достигать 1 мм (Рис. 1-01).

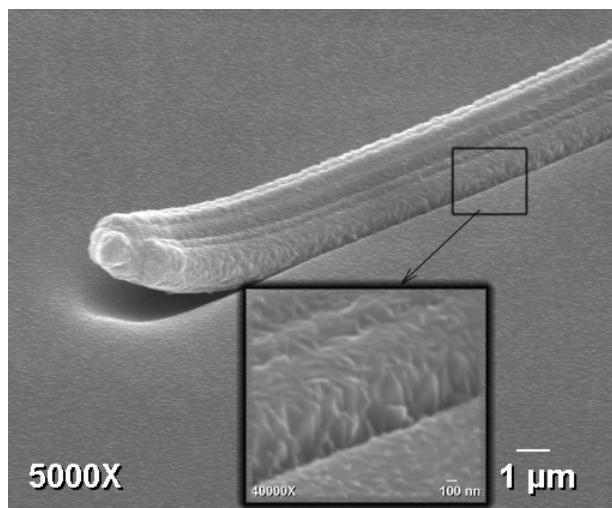


Рис. 1-01.

Электронная микрофотография типичного оловянного вискера на подложке из застывшего SOG-полимера (spin-on-glass). На вставке показан фрагмент поверхности [16].

Главным достоинством этих низкоразмерных объектов является их исключительная химическая чистота и кристаллографическое совершенство. Методика роста и основные

физико-химические свойства вискеро́в подробно освещались [19]. В конкретном случае исследованных в *Диссертации* оловянных вискеро́в для их роста использовалась методика сжатия подложки [20]. С ростовой заготовки монокристаллы на острие тонкой иглы вручную переносились на кремниевую подложку. В ранних экспериментах контакты изготавливались либо проводящей эпоксидной смолой, либо - подпаивались сплавом Вуда [21], [22], [23], либо - прижимались кусочком индия [24]. Помимо исключительной трудоемкости такого "ручного" подхода, большим недостатком методики было деформирование монокристалла, приводившее к крайне низкому выходу "рабочих" образцов.

В связи с интересом к исследованию гальваномагнитных свойств низкоразмерных сверхпроводников мезоскопических размеров, автором была разработана уникальная методика получения гибридных микроструктур. "Телом" образца являлся оловянный вискер, а контакты изготавливались методом электронно-лучевой литографии (Рис.1-02) [11].

Наиболее деликатными процессами оказались планаризация структуры жидким SOG-полимером (spin-on-glass) и плазмо-химическая чистка. Тонкая подстройка технологических параметров позволяет получение монокристаллических образцов на базе вискера с металлическими наноконтактами (Рис.1-03). Отношение сопротивлений образца, измеренных при комнатной и гелиевых температурах $RRR = R(T = 300K)/R(T = 4.2K)$ может достигать $\simeq 70$, что несколько ниже чем у единичных (наиболее удачных) "вручную" изготовленных структур на базе вискеро́в ($RRR_{whisker} \simeq 200$), но - существенно выше, чем у типичной литографически изготовленной наноструктуры ($RRR_{lith} \simeq 3$). В обсуждаемых гибридных микроструктурах соответствующие оценки для длины свободного пробега электрона ℓ при криогенных температурах дают сравнимую с диаметром вискера величину порядка 3 мкм.

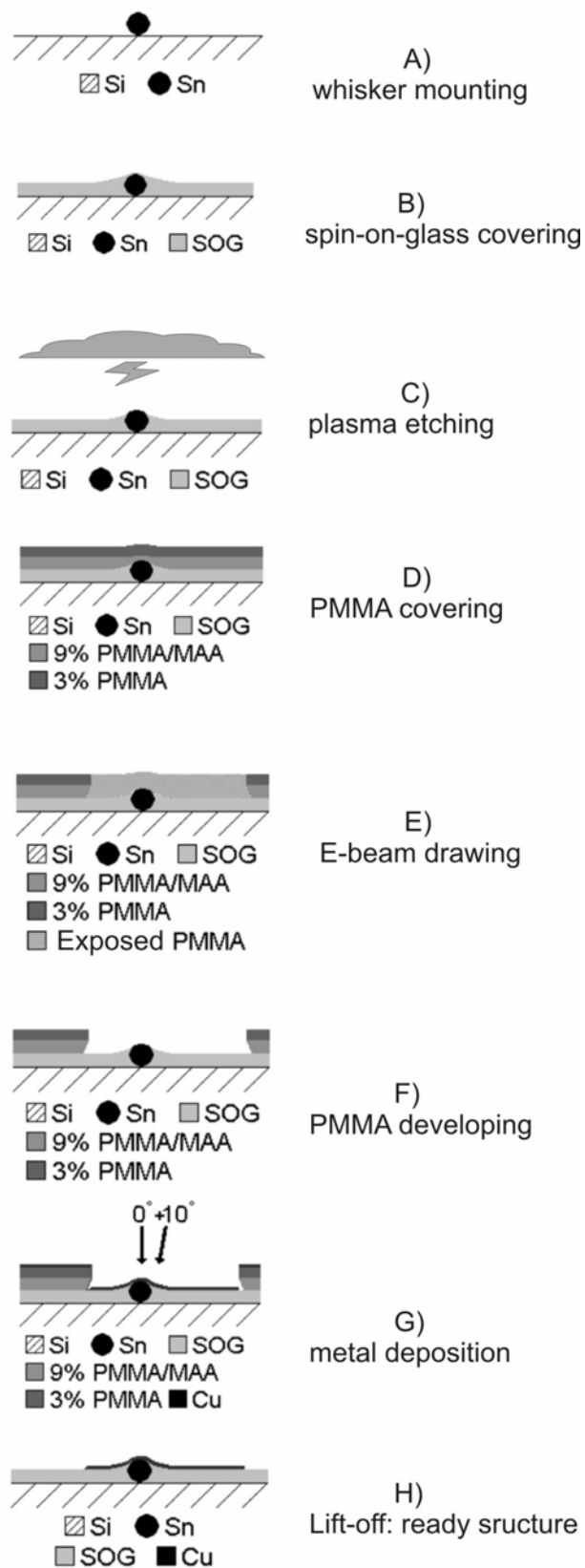


Рис. 1-02.

Технологическая цепочка изготовления гибридной микроструктуры на базе металлического вискера [11].

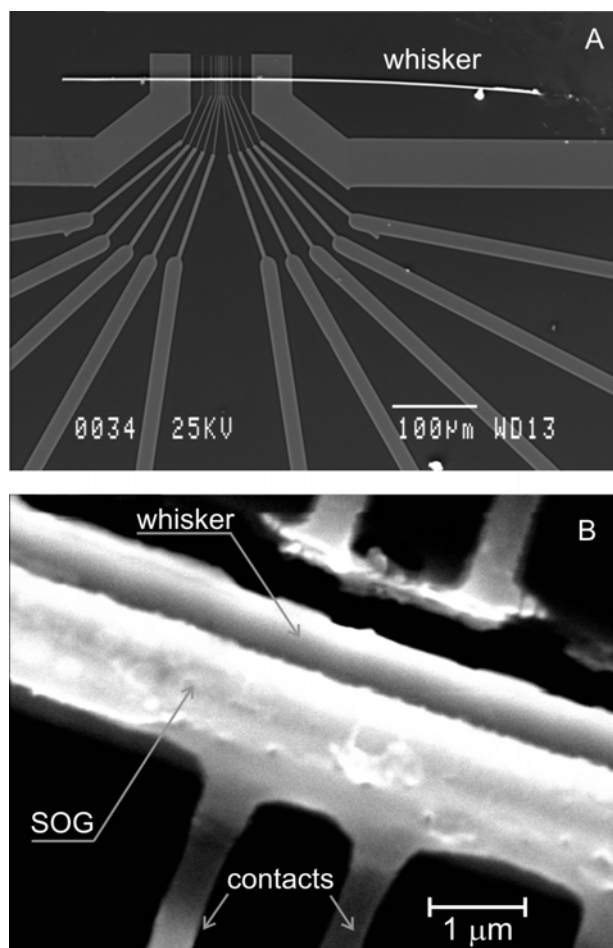


Рис. 1-03.

(А) Электронная микрофотография гибридной микроструктуры на подложке из оксидированного кремния, покрытого SOG-полимером (spin-on-glass). Яркая горизонтальная полоса - оловянный вискер. Литографически изготовленные медные контакты имеют типичную ширину 500 нм и толщину 200 нм. (В) Увеличенная микрофотография контактной области [11].

Микропровода в стеклянной оболочке

Альтернативным (к вискерам) подходом для изготовления микроструктур в чистом пределе может служить технология Тэйлора-Улитовского для получения микропроводов в стеклянной оболочке [25], [26], [27]. Схематика метода приведена на Рис.1-04: разогреваемая стеклянная капсула, содержащая металл, быстро вытягивается, охлаждается и наматывается на сборную катушку.

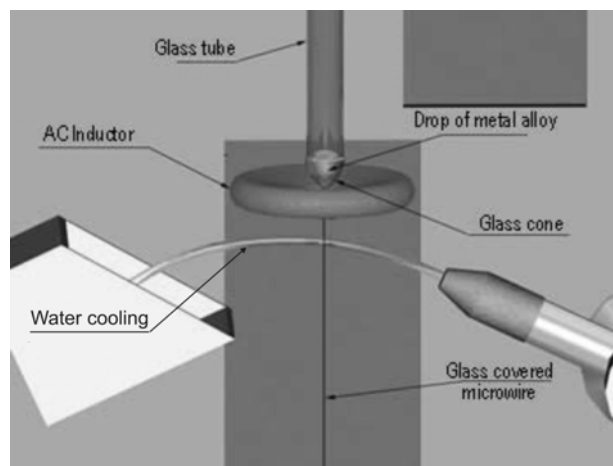


Рис. 1-04.

Схематическое представление метода Тэйлора-Улитовского для изготовления металлических микропроводов в стеклянной оболочке [16].

Индиевые и оловянные образцы, исследованные в *Диссертации*, изготавливались в Институте Прикладной Физики Молдавии. Микрофотография достаточно "толстого" образца (~ 9.3 мкм) приведена на Рис. 1-05. По сравнению с пионерскими работами [25], [26], [27], методика вытяжки микропроводов была существенно усовершенствована, что позволило получать стеклянные микрокапилляры с диаметром металлической жилы суб-100 нм размеров и длиной до нескольких см [28], [29], [30]. С торцов образца стекло удалялось плавиковой кислотой, и электрический контакт обеспечивался либо припайванием сплавом Вуда, либо - проводящей эпоксидной смолой. По сравнению с вискерами, качество этих объектов не так высоко. Однако достаточно высокие значения $10 \lesssim RRR \lesssim 70$ для самых тонких и самых толстых образцов, соответственно, позволяют утверждать, что, скорее всего, эти микропровода - крупно гранулированные поликристаллы с длиной свободного пробега электрона ℓ порядка диаметра образца. Рентгенографические исследования аналогично изготовленных микропроводов подтверждают высказанное предположение.

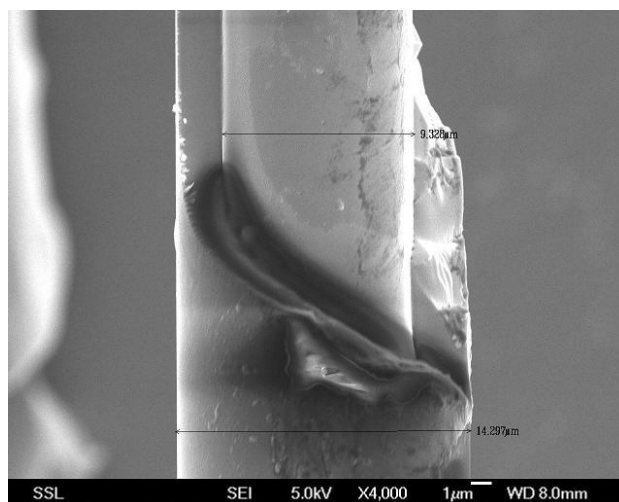


Рис. 1-05.

Электронная микрофотография индиевого микропровода в стеклянной оболочке [16].

Взрывная электронно-лучевая литография.

Изготовление микроструктур, описанное в предыдущих секциях - исключительно трудоёмкий процесс с малым выходом "рабочих" образцов. Существенно более воспроизводимая и отработанная методика - фото и электронная литографии. Обе технологии описаны в многочисленных монографиях. В настоящей работе использовались достаточно стандартные процессы не нуждающиеся в детальном описании.

Все литографические наноструктуры были изготовлены методом взрывной (lift-off) электронной литографии с однослойной (ПММА) или двухслойной (ПММА/ММА) маской на подложках из допированного кремния, окисленного до глубины порядка 400 нм. После проявки резиста необходимые материалы наносились испарением электронным лучом в сверхвысоковакуумной установке с остаточным давлением $\simeq 10^{-9}$ мБар. Скорость напыления порядка 1 Å/с слегка варьировалась от материала к материалу. Схематически технологическая цепочка нанесения материала (после электронной засветки) представлена на Рис.1-06. Метод позволяет изготовление многослойных гибридных структур, включая системы с туннельными контактами. В последнем случае, после нанесения первого слоя (например - алюминия) следует процесс контролируемого окисления в вакуумной камере с последующим напылением верхнего электрода.

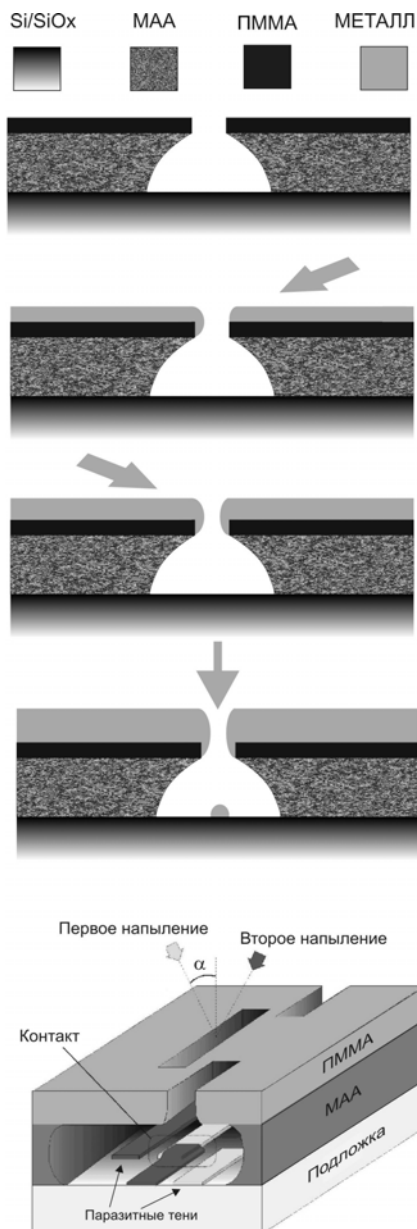


Рис. 1-06.

Схематическое представление литографического метода с использованием маски из позитивного резиста. Верхняя панель: последовательность нанесения металла для получения структуры с минимальным размером. Нижняя панель: многоугольное напыление для изготовления многослойных гибридных структур.

Ионное травление.

Описанный выше метод взрывной электронной литографии позволяет воспроизводимое изготовление структур с минимальным размером $\gtrsim 20$ нм. Более тонкое разрешение связано с серьезными технологическими трудностями, многие из которых до сих пор не разрешены. Для получения образцов сверхмалых размеров автором был разработан уникальный

метод уменьшения наноструктур при помощи физического травления направленным ионным пучком инертного газа [17], [18]. Схематически метод представлен на Рис.1-07а: закрепленная на держателе наноструктура вращается под углом к оси низкоэнергетического ионного пучка (Ar^+) в вакуумной камере с остаточным давлением $\simeq 10^{-4}$ мБар. Диаметр пучка на образце (Гауссова полуширина) - порядка 1 см, что существенно превосходит размеры типичной микро- или наноструктуры. Скорость травления направленным ионным пучком зависит от угла атаки достигая максимума при $\alpha \simeq 60^\circ$ (Рис.1-07б). В настоящей работе не ставилась задача быстро уменьшить размеры наноструктуры, а скорее - сделать это максимально точно и, желательно, изотропно. С этой целью в камере травления столик образца медленно вращался ($\omega \simeq 0.1$ Гц) под углом к ионному пучку $\alpha \simeq 40^\circ$ (Рис.1-08а), который постоянно свипировался с частотой $\simeq 10$ Гц (Рис.1-07а). Экспериментально было найдено, что в этой конфигурации достигается максимально равномерное уменьшение размеров образца со всех сторон (естественно - кроме обращенной к подложке).

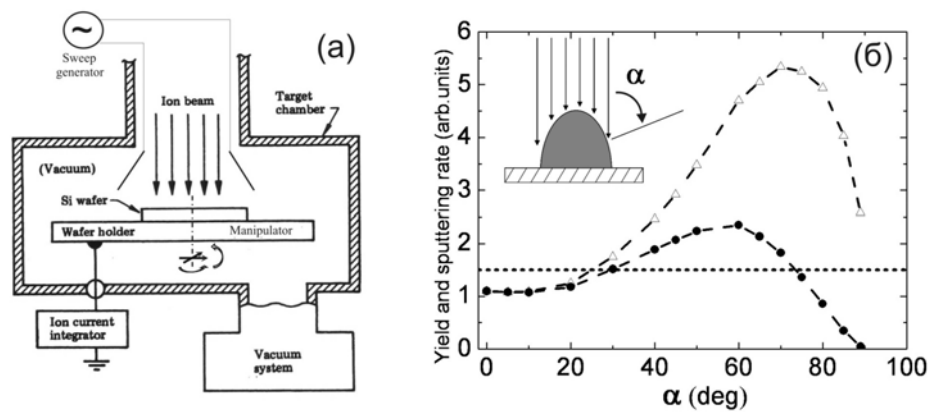


Рис. 1-07.

Травление низкоэнергетическим ионным пучком. (а) Схематическое представление установки. (б) Зависимость скорости травления (в относительных единицах) от направления ионного пучка. Треугольники (Δ) соответствуют идеализированной конфигурации - постоянный поток на единицу площади. Круги ($\bullet$) - то же самое, но с учетом уменьшения потока на боковых сторонах образца $\sim \cos(\alpha)$. Горизонтальная пунктирная линия - эффективная скорость травления, усредненная по всем углам $0 \leq \alpha \leq 90^\circ$ [15].

При ускоряющих напряжениях $\lesssim 1$ кВ глубина проникновения ионов аргона в матрицу металла слегка варьируется в зависимости от конкретного материала, как правило, уменьшаясь с увеличением атомного номера элемента. Но даже в случае легких металлов

(Al или Ti) не превосходит $\simeq 2$ нм, что сравнимо с типичной толщиной окисного слоя на поверхности. Методика дает возможность исследовать развитие размерного эффекта на одном и том же образце последовательно стравливая поверхность между измерениями. Тонкая подстройка параметров допускает контролируемое снижение шага травления до 1 нм (за цикл порядка 10 мин.), что, для сравнения, составляет $2\div 3$ межатомных расстояния для большинства материалов. Описанная технология уменьшения размеров наноструктуры применима не только для исследования "простых" систем типа нанополосок (Главы 5 и 6), но и для достаточно "деликатных" объектов как одноэлектронный транзистор (Рис.1-09). Соответствующие электрические измерения подтверждают, что размер центрального электрода транзистора может быть уменьшен без заметной деградации туннельных контактов [12]. Помимо научных применений, низкоэнергетическая направленная ионная обработка [18], [17] может использоваться в различных технических приложениях: свехтонкая полировка и чистка, получение рельефа поверхности, заточка кромки режущих инструментов и т. д. В сочетании с возможностью ионной имплантации в том же вакуумном цикле, метод представляется весьма перспективным для решения широкого класса задач.

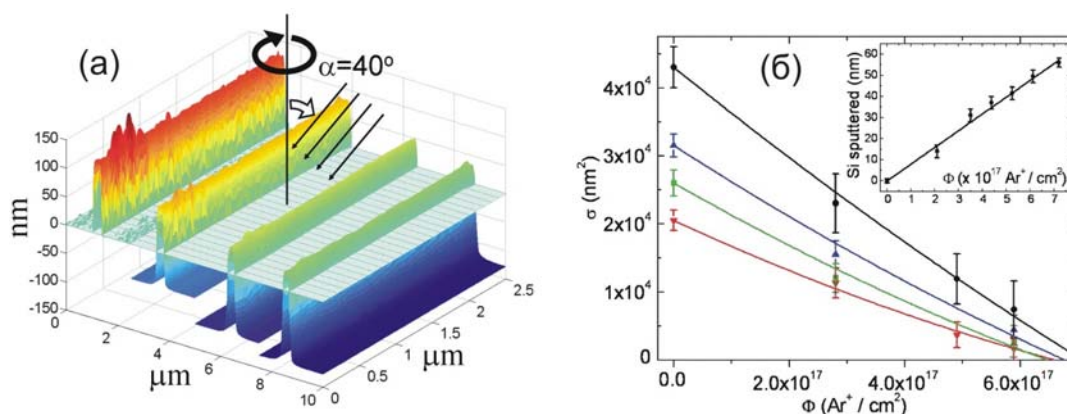


Рис. 1-08.

Низкоэнергетическое ионное травление. (а) 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. (б) Зависимости сечения образца от дозы ионного облучения для четырех алюминиевых нанополосок. Линии соответствуют модельным расчетам. На вставке показаны аналогичные зависимости для травления кремния (подложки) [15].

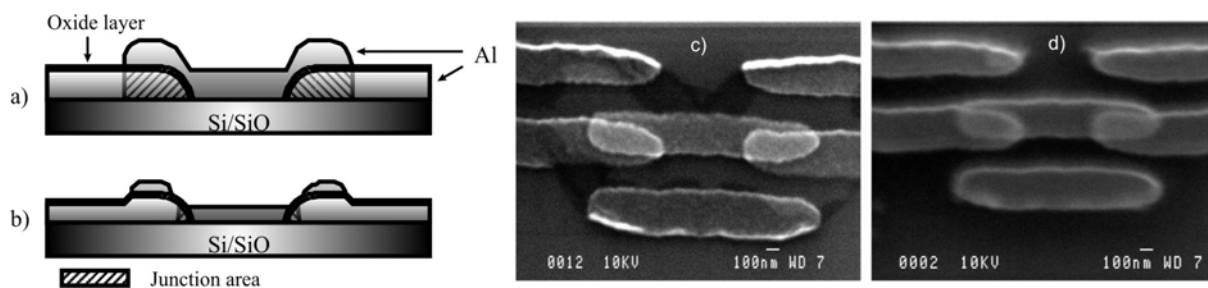


Рис. 1-09.

Одноэлектронный транзистор. Схематическое представление одноэлектронного транзистора (вид сбоку) до (a) и после (b) ионного травления. Электронные микрофотографии (вид сверху) реального одноэлектронного транзистора до (c) и после (d) ионного травления [12].

Микроскопический анализ образцов.

Современные методики располагают исключительно широким спектром возможностей для микроскопического анализа объектов исследований. Однако, с одной стороны, далеко не все они легко доступны отдельно взятой группе исследователей, а с другой - даже при наличии возможности сотрудничества - высококачественный анализ (например - просвечивающим электронным микроскопом высокого разрешения) требуют существенных временных затрат, не всегда оправданных со стороны профессиональных микроскопистов. Исходя из сказанного, для рутинного анализа образцов экспериментатору очень часто приходится ограничиваться методиками, доступными в ближайшем окружении.

В настоящей работе качество всех образцов проверялось оптическим и растровым электронным микроскопами (СЭМ), в большинстве случаев, дополнительно - сканирующим силовым микроскопом (ССМ). Гальваномангнитные измерения проводились только на тех структурах, которые не обнаруживали очевидных дефектов. Разрешающая способность даже самых современных оптических микроскопов не достаточна для однозначной регистрации неоднородностей на суб-микронном уровне. Поэтому для анализа микро- и, в особенности - наноструктур оптический микроскоп может использоваться только для контроля качества подводящих проводов и контактных площадок. Что касается СЭМ, то, несомненно, его разрешающая способность - существенно выше чем у оптического микроскопа. Однако количественный анализ при помощи стандартного СЭМ - тоже не всегда однозначен. В особенности, если требуется идентифицировать физическую границу между двумя материалами с низкими (или близкими) значениями атомного номера (например - алюминий

на поверхности кремния) с суб-10 нм точностью (Рис.1-10-b). В качестве дополнительного метода анализа использовался сканирующий силовой микроскоп (ССМ) (Рис.1-10-с). Разрешающая сила этого прибора в Z-направлении (перпендикулярно к плоскости подложки) достигает атомных размеров. В XY-плоскости разрешение сильно зависит от морфологии. Для атомарно гладкой поверхности горизонтальное разрешение может быть лучше 1 нм. Для трехмерных наноструктур (преимущественно исследованных в настоящей работе) разрешение на боковых "склонах" сильно ограничивается эффектом деконволюции и, даже в самом лучшем случае, не превосходит радиуса острия ССМ $\simeq 5$ нм для стандартных SSS-NCH игл (www.nanoandmore.com). Исходя из сказанного, результаты микроскопических анализов при помощи СЭМ и ССМ - комплементарны и должны приниматься во внимание в совокупности с другими методами (Рис.1-10-с).

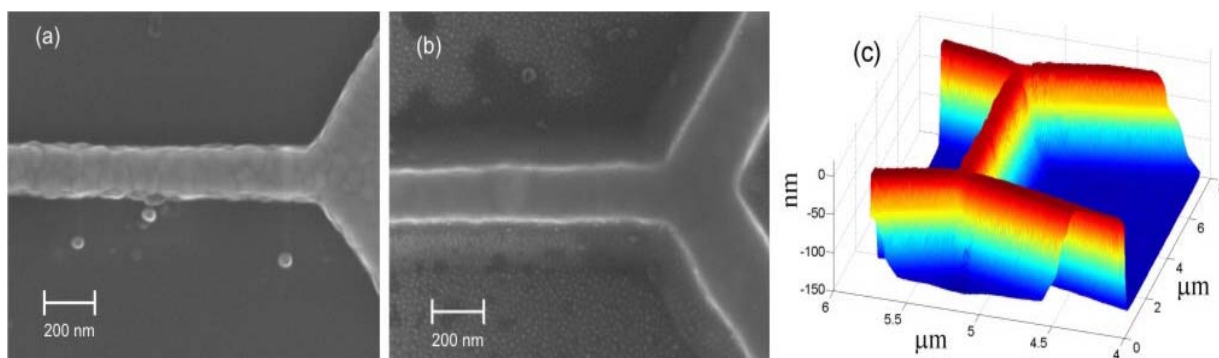


Рис. 1-10.

СЭМ и ССМ изображения. На панели (a) приведена микрофотография фрагмента алюминиевой микроструктуры на поверхности кремния, на панели (b) - тот же самый участок после цикла ионного травления. Граница между металлом и травленным "пьедесталом" на подложке слабо различима как тень по периметру. Тот же участок, измеренный ССМ (c), дает существенно более лучшее представление о трехмерной геометрии, но при этом размеры образца в XY-плоскости несколько завышены за счет эффекта деконволюции острия микроскопа [15].

Методика измерений.

В настоящей работе проводились гальваномагнитные измерения различных сверхпроводящих микро- и наноструктур. В зависимости от типа измерений и температуры сверхпроводящего перехода образца использовались либо система откачки паров ^4He , либо - рефрижератор растворения $^3\text{He}^4\text{He}$ (Рис.1-11). В обоих случаях данные регистрировались и обрабатывались автоматизированной установкой на базе персонального компьютера.

Обе системы позволяли измерения в магнитном поле до 1 Т (гелиевый криостат) и 8 Т (рефрижератор).

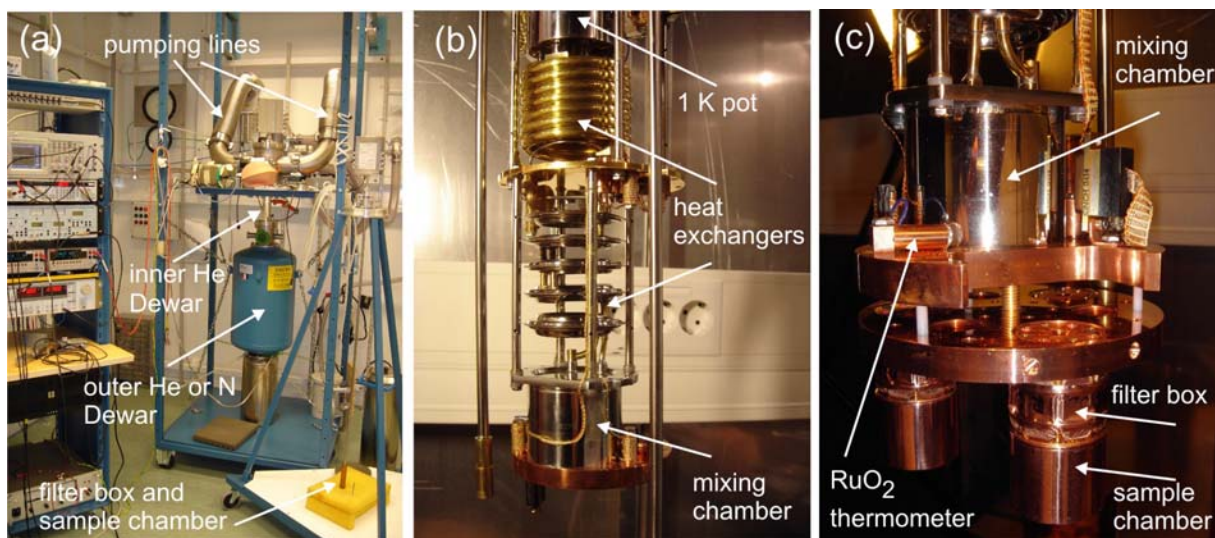


Рис. 1-11.

Измерительные криогенные установки. (а) Система на базе откачного ^4He гелиевого Дьюара. (б) Сверхнизкотемпературная вставка $^3\text{He}/^4\text{He}$ рефрижератора растворения Oxford Instruments Kelvinox400. (с) Детали $^3\text{He}/^4\text{He}$ рефрижератора с камерами образца и радиочастотными фильтрами.

Система прямой откачки ^4He .

Фотография одного из вариантов криогенной установки, собранной автором на базе системы откачки паров ^4He , приведена на Рис.1-11-а. Главными элементами являются внутренний (стеклянный) гелиевый Дьюар ; и - внешний - заполняемый либо жидким азотом (типично), либо - жидким гелием. Откачкой внутреннего криостата механическим или диффузионным насосом удавалось охладиться до температуры $\simeq 1.1$ К и $\simeq 0.95$ К, соответственно. При прочих равных условиях, заполнение внешнего Дьюара вместо жидкого азота - жидким гелием позволяло понизить температуру внутренней гелиевой ванны на $\simeq 0.05$ К, что, как правило, было не критичным и поэтому редко использовалось. Объем внутреннего стеклянного Дьюара составлял 2 л, и этого количества гелия хватало на непрерывную работу под откачкой (при температуре порядка 1 К) на 5÷6 часов. Спецификой этой криогенной установки являлась исключительно высокая стабильность температуры. При помощи двухступенчатой системы - электронный маностат и электронный ПИД контроллер, питающий нагреватель - удавалось достичь стабильности температуры $\delta T \simeq 0.1$ мК на уровне $T \simeq 1.2$ К. В качестве датчика температуры использовался германиевый резистор,

прокалиброванный изготовителем с точностью $\simeq 0.05$ К и - дополнительно - по реперным точкам (температуры сверхпроводящих переходов чистых монокристаллов Al, Sn и In). На уровне $T=1.2$ К сопротивление датчика $\simeq 6$ кОм при чувствительности $dR/dT \simeq 10$ кОм/К.

Рефрижератор растворения $^3\text{He}^4\text{He}$.

Для работы при температурах ниже 1 К использовались два рефрижератора растворения $^3\text{He}^4\text{He}$: самодельный с минимально достижимой температурой $\simeq 50$ мК и *Oxford Instruments Kelvinox400* (Рис. 1-11 б,с) с базовой температурой 8 мК. Достоинствами первой системы является относительная простота обслуживания, низкие затраты жидкого гелия (рефрижератор помещается в стандартный транспортный Дьюар с горловиной 52 мм) и возможность быстрой смены образцов. Тонкий двухслойный сверхпроводящий соленоид, намотанный на внешнюю вакуумную рубашку, позволял приложение магнитных полей до 100 мТ.

На момент закупки рефрижератор *Kelvinox400* являлся самой совершенной моделью фирмы *Oxford Instruments* с максимальной хладопроизводительностью 400 мкВт на уровне $T=100$ мК, что, вместе с внушительными габаритами камеры растворения, позволяло использование большого количества параллельных измерительных линий (64) включая высокочастотный тракт и - низкотемпературную электронику: фильтры и усилители. В конфигурацию рефрижератора входил сверхпроводящий соленоид с максимальным полем 8 Т. Криостат был смонтирован в экранированной комнате на демпфирующих подставках, снижающих уровень механических вибраций и, как следствие - понижающих базовую температуру. Вспомогательная электроника и насосы находились в смежной комнате. Все вакуумные линии были механически и электрически развязаны с рефрижератором. *Kelvinox400* - универсальный и высококачественный прибор. Однако его обслуживание (как правило - непрерывная работа на протяжении нескольких недель) требует многосменной работы персонала, а также - около 200 л жидкого гелия в неделю. Исходя из сказанного, в большинстве случаев, предварительные измерения образцов делались либо в гелиевом криостате, либо - в самодельном рефрижераторе. А потом сразу несколько (лучших) образцов загружалось в *Kelvinox400*, и измерения продолжались без отогрева системы на протяжении нескольких недель.

Электрические измерения.

В настоящей работе, в основном, исследовались гальваномагнитные характеристики: падение напряжения на образце как функция температуры, электрического тока и магнитного

поля $V(T, I, B)$ и их производные. Измерения проводились как на постоянном, так и на переменном токе с использованием модуляционной техники и фазочувствительного детектирования. Методики - достаточно стандартные и не нуждаются в углубленном описании.

Спецификой исследования микро- и наноструктур при низких и сверхнизких температурах является повышенная чувствительность к помехам. В литературе можно найти обширный материал по методам борьбы с ними. Насколько известно автору, не существует универсального подхода и, в каждом конкретном случае (импеданс образца, частота измерения, температура криостата и т. д.), необходимо находить оптимальное решение. На Рис. 1-12 приведены две электронные схемы для снижения уровня электромагнитных помех: с применением коммерческих радиочастотных π -фильтров и самодельных (смонтированных в настоящей работе на вставке в гелиевый криостат) [31]. Как хорошо видно, даже при низких частотах ≈ 10 Гц использование коммерческих фильтров может привести к сильному искажению вольт-частотной характеристики измерительного тракта.

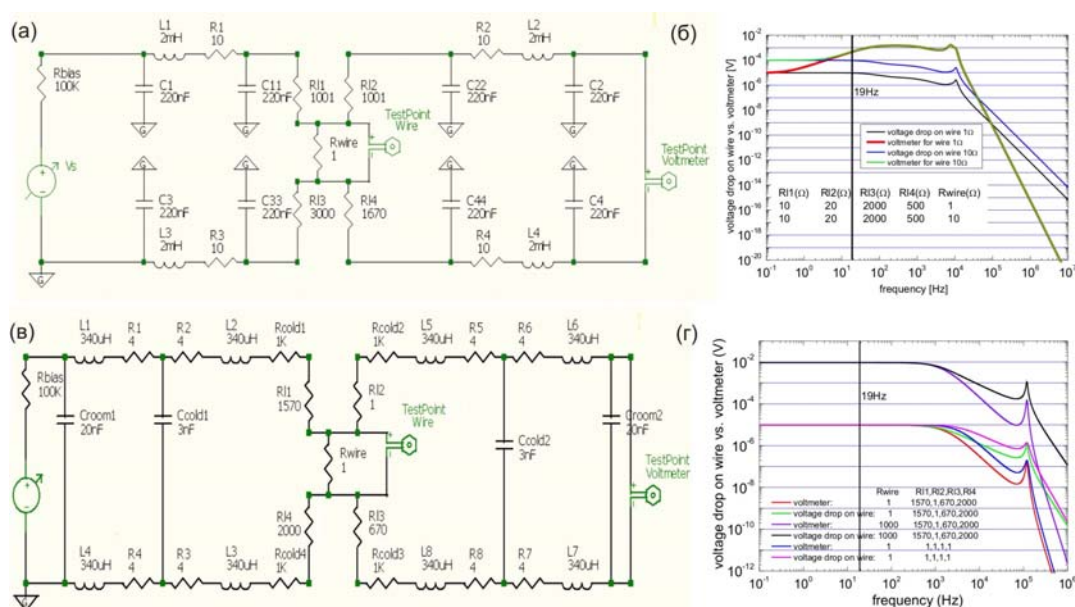


Рис. 1-12.

Радиочастотные фильтры. (а) Схема с использованием стандартных коммерческих π -фильтров и (б) соответствующая вольт-частотная характеристика. (в) Используемая в настоящей работе система фильтрации для измерений низкоомных образцов и (г) соответствующая вольт-частотная характеристика. Хорошо видно, что при типичных частотах (в данном случае - 19 Гц) и параметрах измерительной цепи к использованию π -фильтров нужно относиться крайне осторожно [31].

Работа при сверхнизких температурах ($\lesssim 100$ мК) накладывает еще более жесткие требования на фильтрацию электромагнитных помех. Пренебрежение этой необходимостью может привести к существенному разогреву электронной подсистемы по сравнению с равновесной (фононной) температурой. В литературе можно найти различные рецепты по изготовлению высокочастотных сверхнизкотемпературных фильтров. В настоящей работе использовалась многоступенчатая система подавления электромагнитных шумов. Рефрижераторы растворения находились внутри экранированных комнат, содержащих только запитываемые от батарей предусилители, и все входящие/выходящие линии проходили через RC фильтры в металлическом экране комнаты. Второй каскад, находящийся при температурах от комнатной до гелиевой, представлял из себя гирлянды высокоиндуктивных сердечников (*Amobeats, Toshiba Inc.*), окружающих каждую линию измерения. Третья ступень - при температуре 4.2 К - двойные-Т RC фильтры. Последний каскад - в едином блоке с камерой образца - RLC фильтры (Рис. 1-11). С использованием описанной системы фильтрации эффективная электронная температура T_e , определенная фитированием ВАХ туннельного НИС контакта (детали - в Главе 3), составляла от 30 мК до 45 мК на уровне $T_{\text{phonon}} \simeq 20$ мК [32] (Рис. 1-13).

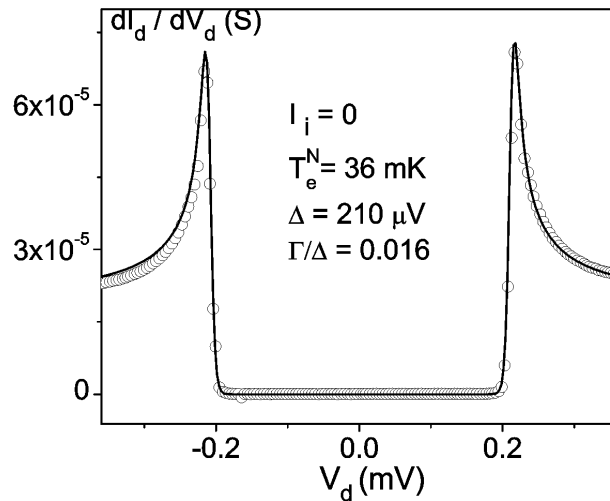


Рис. 1-13.

Типичная экспериментальная зависимость ($\circ$) первой производной ВАХ dI/dV от напряжения V на туннельном НИС контакте медь - оксид алюминия - алюминий, измеренная при температуре $T = T_{\text{phonon}} \simeq 18$ мК. Сплошной линией построена теоретическая зависимость, соответствующая эффективной электронной температуре $T_e = 36$ мК. Детали - в Главе 3.

Погрешности измерений.

Измерение температуры проводилось с использованием различных криогенных термометров. Для измерений в диапазоне от 1 К до 10 К применялись германиевые резисторы отечественного производства и/или фирмы *Lake Shore*. В обоих случаях ко всем сенсорам температуры прилагалась калибровочная таблица с гарантированной абсолютной точностью порядка 0.05 К. Дополнительно, уже будучи установленным на держателе образца, каждый датчик калибровался по таблицам откачки паров гелия и по реперным точкам: сверхпроводящие переходы чистого (порядка 99.995) свинца, олова, индия и алюминия. Результирующая абсолютная погрешность составляла порядка 0.01 К. Электрический сигнал снимался ПИД контроллером *Lake Shore*. Смещение резистора (по напряжению) выбиралось таким образом, чтоб при его увеличении в ~ 5 раз, величина измеряемой температуры оставалась бы неизменной на уровне ± 0.1 мК. У использованных германиевых резисторов динамическое сопротивление менялось от нескольких десятков Ом при $T=4.2$ К до ~ 10 кОм при $T \approx 1$ К. Электрический сигнал с точностью 4.5 знака обеспечивает относительную погрешность измерения температуры ± 0.1 мК на уровне $T \sim 1.5$ К.

Для измерений сверхнизких температур при $T \lesssim 1$ К использовались RuO_x датчики фирмы *Oxford Instruments*, прокалиброванные изготовителем с абсолютной точностью ± 2 мК вплоть до $T \approx 50$ мК. При более низких температурах использовалось интерполирующее выражение. Независимо, при наладке рефрижератора растворения проводилась калибровка RuO_x датчиков по стандартной методике Nuclear Orientation Thermometry с точностью ± 0.2 мК вплоть до минимально достигнутой нашим рефрижератором *Kelvinox400* температуры $T=8.2$ мК. Следует заметить, что при транспортных экспериментах при сверхнизких температурах $T \lesssim 100$ мК становятся существенными два нежелательных эффекта: разогрев электронов (см. Рис. 1-13) и плохой тепловой контакт между элементами криогенной системы. Как следствие, измерение фононной температуры (датчика температуры) приобретает все более индикативный смысл, дающий скорее информацию об отклонениях работы рефрижератора от штатного режима, нежели - информацию об истинной термодинамической температуре образца (детали - в Главе 3).

Величина магнитного поля определялась по протекающему через соленоид току, задаваемому источником питания с точностью $\delta I = \pm 1$ мА. В экспериментах использовались различные сверхпроводящие соленоиды с коэффициентами передачи от ~ 0.001 Т/А до ~ 0.1 Т/А, предварительно прокалиброванные по фирменному гауссметру на базе датчика Холла с абсолютной точностью $\delta B = \pm 1$ мкТ. Ошибка определения магнитного поля за счет

погрешности позиционирования образца и пространственной неоднородности поля внутри соленоида составляла порядка $\delta B/B \sim 0.001$.

Электрические измерения образцов проводились с использованием различной методики как на постоянном, так и переменном токах. Для низкоомных образцов использовались инструменты серии 2000 фирмы *Keithley* с выносным усилителем напряжения *Keithley 1801* с шумом на уровне 0.6 нВ и стабильностью 10 нВ/день. Однако наилучшая чувствительность была достигнута при использовании приборов фирмы EM Electronics: нановольтметр N31 ($\delta V_{\min} = \pm 100$ пВ и $\delta V/V = \pm 0.0002$) и пикоамметр E26 ($\delta I_{\min} = \pm 10$ фА и $\delta I/I = \pm 0.1$ на самом чувствительном диапазоне). Как правило, для достаточно низкоомных образцов, например - сверхпроводящая наноструктура и измерительная цепь с сопротивлением порядка 1 кОм (с учетом ВЧ фильтров) удавалось достичь уровня шума порядка ± 5 нВ и ± 0.1 нА. Для исследования высокоомных образцов и (фазочувствительных) измерений на переменном токе (с характерной частотой от 7 до 19 Гц) использовались аналоговые предусилители 1201 и 1211 фирмы *DL Instruments* и SR550, SR552, SR560, SR554 и SR570 фирмы *Stanford Research*. Отношение сигнал/шум сильно зависело от импеданса образца и всей измерительной цепи. В качестве некого примера можно сказать, что при измерениях образцов с импедансом менее 100 кОм удавалось достичь уровня шума $\delta V_{\min} = \pm 100$ нВ и $\delta I_{\min} = \pm 0.01$ нА.

Положения, выносимые на защиту, и представление результатов.

1. Разработана технология изготовления гибридных монокристаллических микроструктур при помощи комбинирования планаризации и взрывной электронной литографии.
2. Разработана и запатентована технология уменьшения размеров микро- и наноструктур при помощи физического травления в низкоэнергетическом направленном ионном пучке инертного газа.

Основные результаты этой главы были описаны автором в технологических разделах работ, опубликованных в рецензируемых журналах: [11], [12], [15], [16]; а также - запатентованы [17], [18]. Результаты многократно докладывались на различных конференциях в контексте экспериментальной методики для исследования соответствующих физических явлений.

Глава 2

Неравновесное токовое состояние квазиодномерных сверхпроводящих каналов

Введение

Нулевое сопротивление считается одним из неотъемлемых атрибутов сверхпроводимости: если при температуре T ниже точки сверхпроводящего перехода T_c измеряемый ток I не превышает критического значения I_c , то падение напряжения $V = 0$. Уже на самых ранних этапах исследования сверхпроводимости было обнаружено, что в макроскопических образцах разрушение бездиссипативного состояния током $I > I_c$ происходит за счет резкого перехода в нормальное состояние. Процесс описывается моделью лавинообразного распространения "горячего" домена нормальной фазы, зарождающегося на поверхности образца в тонком токонесящем слое порядка глубины проникновения магнитного поля $\lambda_L(T)$.

Упомянутая модель не справедлива для квазиодномерных систем с характерным диаметром $d_{eff} = \sqrt{\sigma} \lesssim \min[\lambda_L(T), \xi(T)]$, 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. С учетом (идентичных) температурных зависимостей длины когерентности и глубины проникновения магнитного поля $\sim 1/\sqrt{1 - T/T_c}$ вблизи точки сверхпроводящего перехода $T_c - T \lesssim 20$ мК, для чистых сверхпроводников 1-го рода условие квазиодномерности выполняется для микроструктур с диаметром порядка нескольких мкм. Для литографически изготовленных систем, соответствующих, так называемому, "грязному пределу" $\ell \ll \xi$, ограничение на размер более жесткое за счет уменьшения длины когерентности $\xi \sim \sqrt{\ell \xi_0}$, где ℓ - длина свободного пробега электрона. В этом случае для выполнения условия квазиодномерности в разумном температурном интервале необходимо использование ("грязных") наноструктур с характерным диаметром не более ~ 100 нм. Приведенные оценки соответствуют классическим сверхпроводникам, исследованным в настоящей монографии (алюминий, индий, олово, титан), и являются ориентировочными в силу различия параметров ℓ , ξ и λ_L для каждого конкретного материала.

Исторически первыми кандидатами для исследования токонесящего состояния в квазиодномерных сверхпроводниках оказались нитевидные оловянные монокристаллы "вискеры" с характерным диаметром около 1 мкм и типичной длиной порядка 100 мкм (Глава 1, рис. 1-01). В начале 70-х годов, когда обозначился интерес к этой

тематике, микротехнология не была легко доступна широкому кругу исследователей. Нитевидные монокристаллы "вручную" монтировались под оптическим микроскопом и электрический контакт осуществлялся припаиванием низкотемпературным сплавом Вуда или прижимным контактом кусочком индия. Несмотря на исключительную трудоемкость изготовления и низкий выход "работающих" образцов, был получен ряд интересных и воспроизводимых результатов. При измерении температурной зависимости сопротивления $R(T, I = \text{const})$ с использованием малых измерительных токов I , экспериментально регистрируемая ширина перехода δT_c составляла всего несколько мК. Как будет подробно обсуждаться в последующих главах, в этом пределе малых токов плавная форма перехода $R(T) \sim \exp(-\delta F_0/k_B T)$ определяется термическими флуктуациями параметра порядка сверхпроводника Δ : термическая энергия $k_B T$ "конкурирует" с характерной энергией зарождения сверхпроводящей фазы δF_0 . При увеличении измерительного тока I ширина сверхпроводящего перехода увеличивалась и на зависимости $R(T)$ появлялись четко выраженные ступеньки [22]: Рис. 2-01. Следует отметить, что использованные измерительные токи - существенно ниже критического значения $I_c(T)$, что проявляется как отсутствие гистерезиса на зависимостях $R(T)$, которое могло бы свидетельствовать о разогреве за счет выделения Джоулевого тепла. Как ни парадоксально, несмотря на уже почти сорокалетнюю историю наблюдения этого интересного феномена, общепринятое объяснение - отсутствует!

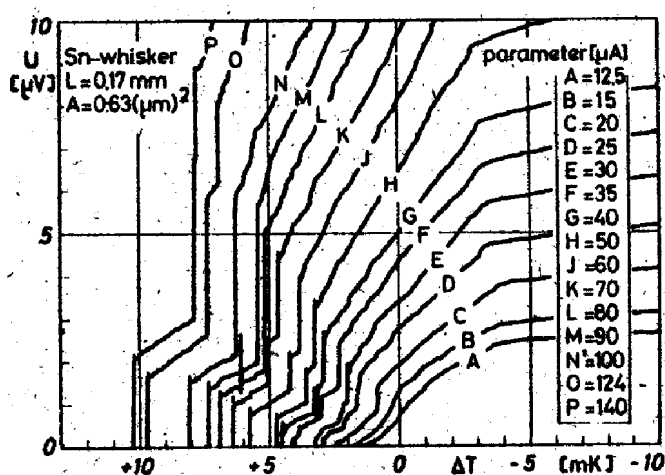


Рис. 2-01.

Сверхпроводящий переход $R(T)$ оловянного вискера с сечением $\sigma=0.63 \text{ мкм}^2$ и длиной $L=170 \text{ мкм}$ при различных измерительных токах I , указанных на рисунке в мкА. [22].

В противоположность ступенькам на $R(T)$ зависимостях, одновременно обнаруженные на тех же самых образцах ступеньки на ВАХ [22], [33] (Рис. 2-02) получили гораздо более пристальное внимание исследователей и привели к бурному развитию целого направления в физике сверхпроводимости - индуцированного током неравновесного состояния.

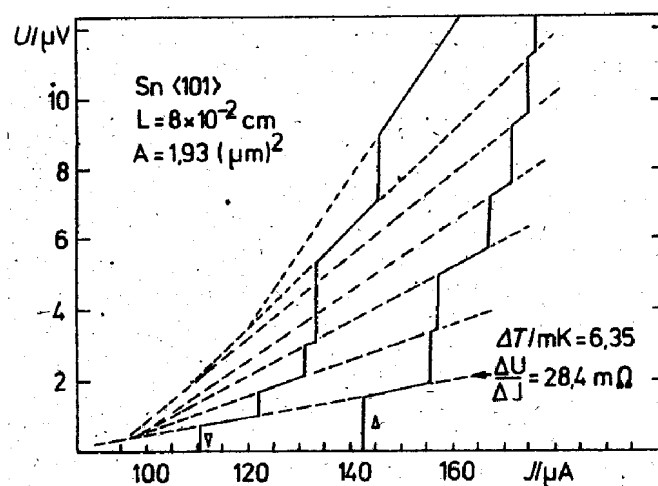


Рис. 2-02.

ВАХ оловянного вискера с сечением $\sigma = 1.93 \text{ мкм}^2$ и длиной $L = 800 \text{ мкм}$ при температуре на 6.35 мК ниже точки сверхпроводящего перехода. Стрелками указаны направления снятия ВАХ с четко обозначенным гистерезисом. [22].

С развитием тематики аналогичные ступенчатые ВАХ были обнаружены у широкого класса квазиодномерных сверхпроводников: как вискеро́в [34], так и литографически изготовленных микрополосок (Рис.2-03). Однако следует отметить, что литографически изготовленные тонкопленочные микроструктуры сильно уступают по качеству нитевидным монокристаллам. Неизбежные дефекты, возникающие при взрывной литографии и/или напылении материала, приводят к пинингованию центров проскальзывания фазы (см. ниже) на неоднородностях таких образцов. Как следствие, приведенная на Рис. 2-03 регулярная ступенчатая структура является скорее исключением, чем правилом для литографически изготовленных микро- и наноструктур. В оставшейся части этой главы будут обсуждаться лишь результаты, полученные на монокристаллических микроструктурах.

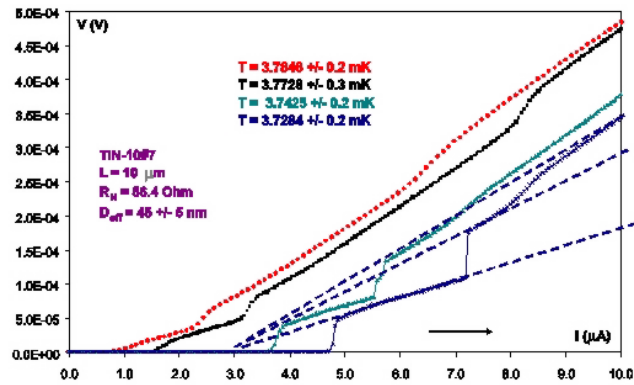


Рис. 2-03.

ВАХ литографически изготовленной оловянной нанополоски с эффективным диаметром $\sqrt{\sigma}=45$ нм и с длиной $L=10$ мкм при различных температурах ниже точки сверхпроводящего перехода. Стрелкой указано направление снятия ВАХ. Пунктирные линии проведены для данных при $T=3.7284$ К для демонстрации конечного значения избыточного тока [К. Ю. Арутюнов, неопубликованное].

Теория

Независимо от материала и его чистоты, ВАХ квазиодномерных сверхпроводящих каналов обнаруживают ряд закономерностей. По крайней мере для первых (четко выраженных) ступенек с номером $i=1, 2, \dots$, величина дифференциального сопротивления $(dV/dI)_i$ равна целочисленному значению дифференциального сопротивления для первой ступеньки (Рис. 2-02):

$$(dV/dI)_i = i \times (dV/dI)_1 \quad (2.1)$$

Для каждой ступеньки экстраполяция ВАХ до нулевого падения напряжения дает конечное значение "избыточного" тока $I_0(i)$. Таким образом, формально ВАХ (Рис. 2-02) может быть описана выражением

$$V(I) = (dV/dI)_i [I - I_0(i)] \quad (2.2)$$

При этом для всех ступенек величина избыточного тока приблизительно одинакова $I_0(i) \simeq I_0(1)$ (пунктирные линии на Рис. 2-02).

Описанные закономерности позволяют высказать гипотезу, что вся ВАХ определяется серией повторяющихся (при увеличивающихся значениях тока I) одинаковых физических процессов. Например, можно предположить, что появление каждой ступеньки ВАХ соответствует возникновению в сверхпроводящем канале нормального участка с длиной $L(i)$ порядка нескольких десятком мкм (для чистых образцов из олова и индия), что

существенно превышает характерные микроскопические масштабы: длину свободного пробега электрона ℓ , сверхпроводящую длину когерентности $\xi(T)$ и глубину проникновения магнитного поля $\lambda(T)$. Однако сразу следует заметить, что конечное значение избыточного тока свидетельствует о присутствии бездиссипативного протекания тока - "сверхтока", и наивная модель, предполагающая возникновение статических во времени и пространстве доменов нормального состояния - даже качественно не может дать удовлетворительного согласия с экспериментом.

Бурное развитие тематики в 70-х - 80-х годах существенно продвинуло понимание происходящих процессов. В настоящий момент можно утверждать, что ступенчатая ВАХ квазиодномерных сверхпроводящих каналов связана с принципиально неравновесным процессом - индуцированной током активацией, так называемых, *центров проскальзывания фазы* (ЦПФ). Равновесное сверхпроводящее состояние характеризуется макроскопической волновой функцией $\Psi(\mathbf{r}, t) = |\Psi| e^{i\varphi(\mathbf{r}, t)}$, которая в терминах модели Гинзбурга-Ландау ассоциируется с параметром порядка. Протекание сверхпроводящего тока с плотностью j_S приводит к возникновению конечного градиента фазы: $j_S \sim |\Psi|^2 \nabla \varphi$ (Рис.2-04а). При сверхтоках, достигающих критических значений $j_S \approx j_c$, амплитуда параметра порядка $|\Psi|$ близка к нулю, и энергия конденсации δF_0 , необходимая на подавление сверхпроводимости в минимальном статистически независимом объеме $\delta F_0 \sim |\Psi|^2 \xi \sigma$ - мала. Это условие приводит к конечной вероятности процесса, когда параметр порядка может "на короткое время" обратиться в ноль в некой точке сверхпроводника (Рис.2-04b). Используя наглядную двухжидкостную модель, можно сказать, что на это время нормальная компонента берет на себя перенос заряда, плотность сверхтока падает ниже критического значения и сверхпроводящее состояние в области ЦПФ может быть восстановлено опять. В момент проскальзывания фазы в коре ЦПФ с размером $\sim \xi$ величина фазы параметра порядка φ не определена, а сразу после - может измениться на величину $2\pi n$, где n - любое целое число (Рис.2-04с). Однако вероятность скачков фазы с $n \geq 2$ пренебрежимо мала по сравнению с процессами с $n=1$. За описанным процессом укрепилось название - *проскальзывание фазы* (ПФ).

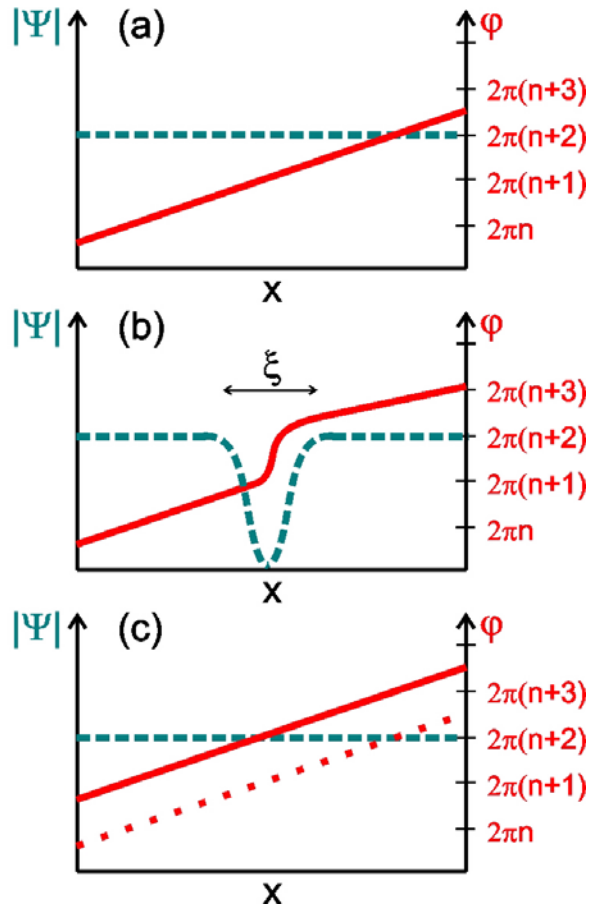


Рис. 2-04.

Схематическое представление процесса проскальзывания фазы в квазиодномерном сверхпроводящем канале, характеризуемым макроскопической волновой функцией $\Psi(r, t) = |\Psi| e^{i\varphi(r, t)}$. (a) Пространственные зависимости модуля $|\Psi|$ (левая ось координат) и фазы φ (правая ось) в токонесущем состоянии; в момент (b) и сразу после (c) проскальзывания фазы [35].

Сразу следует заметить что стационарные во времени повторяющиеся процессы ПФ возможны только в том случае, если за время переноса заряда нормальной компонентой выделяемое в ЦПФ Джоулево тепло мало и не может привести к необратимому подавлению сверхпроводимости за счет разогрева. Именно поэтому, описываемые в настоящей Главе процессы ПФ экспериментально могут наблюдаться только близко к критической температуре, когда критический ток достаточно мал. В случае более низких температур - наблюдается "классическая" ВАХ разрушения сверхпроводимости током, соответствующая лавинообразному распространению "горячего" домена нормальной фазы по всей длине сверхпроводящего канала [36]. Чтобы повторяющиеся процессы ПФ были бы стационарны во времени, периодическое изменение фазы $\varphi(r, t)$ на величину 2π должно компенсироваться

монотонным ростом фазы за время единичного процесса τ_{slip} :

$$2\pi = \varphi(0) - \varphi(\tau_{slip}) = (2e/h) \int_0^{\tau_{slip}} V(T)dt = (2e/h) \langle V \rangle \tau_{slip} \quad (2.3)$$

в полном соответствии с соотношением Джозефсона, когда конечное усредненное по времени падение напряжения $\langle V \rangle$ на образце определяет характерную частоту повторения процессов ПФ $d\varphi/dt = 2e \langle V \rangle / h$.

Простое феноменологическое описание процесса ПФ не конкретизирует: в какой точке сверхпроводника и на какое время амплитуда параметра порядка обращается в ноль. Из самых общих соображений можно оценить, что это характерное время не может быть меньше $\hbar/\delta F_0$, следующим из соотношения неопределенностей. Очевидно, что вероятность активации ЦПФ максимальна в точках сверхпроводящего канала с минимальным значением амплитуды параметра порядка. Для идеализированных (однородных) каналов положение предпочтительных точек, где вероятность активации ЦПФ максимальна, определяется граничными условиями: центр образца (массивные электроды из "сильного" сверхпроводника), либо, наоборот - контактные участки (электроды из "слабого" сверхпроводника или нормального металла). Для реальных же микроструктур, очевидно, что "слабые звенья" являются предпочтительными кандидатами, где ЦПФ могут зарождаться с большей вероятностью по сравнению с остальной частью образца. Исходя из сказанного, понятно: почему для сравнения теоретических предсказаний с экспериментом желательно использовать максимально однородные сверхпроводящие образцы.

Вскоре после появления экспериментов [22], [33] были предложены первые теоретические модели [37], [38], [39], использующие описанные выше качественные соображения. Другой теоретический подход [40] развивал идеи формализма Гинзбурга-Ландау на случай нестационарных во времени процессов - так называемая, *time dependent Ginzburg-Landau* (TDGL) модель. Третья линия развития модельных представлений была сконцентрирована на теории нелинейного отклика сверхпроводника на неравновесное продольное электрическое поле в области ЦПФ [41].

Используя стандартную модель Гинзбурга-Ландау, можно показать, что плотность сверхтока однозначно связана с градиентом фазы: $j_S \sim \left(\frac{d\varphi}{dx}\right) \left[1 - \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2 \xi^2\right]$. Среднее значение $\langle j_S \rangle$, соответствующее избыточному току j_0 внутри ЦПФ, может быть получено усреднением

по значениям от 0 до $1/\xi$, что дает:

$$\frac{\langle j_S \rangle}{j_c} = \frac{j_0}{j_c} = 3\sqrt{\frac{3}{8}} \approx 0.65 \quad (2.4)$$

Более точные расчеты должны учитывать динамику процессов релаксации параметра порядка.

В пионерской работе [38] было предложено считать, что характерный пространственный масштаб, в котором амплитуды параметра порядка $|\Psi|^2$ обращается в ноль во время ПФ - порядка длины когерентности сверхпроводника ξ . Вдали от ЦПФ (в равновесном состоянии) химический потенциал Куперовских пар μ_p должен быть равен химическому потенциалу нормальных электронов (квазичастиц) μ_n . Во время процессов ПФ, происходящих с Джозефсоновской частотой $2e\langle V \rangle/h$, из области ЦПФ инжектируются неравновесные квазичастицы, экспоненциально релаксирующие на существенно больших (по сравнению с микроскопическими масштабами) расстояниях $\Lambda_Q = (\frac{1}{3}v_F\ell\tau_{in})^{1/2}$, где - v_F Фермиевская скорость. В работе [38] было постулировано, что характерное время τ_{in} определяется неупругой релаксацией нормальных электронов. Решение уравнения баланса для химических потенциалов $\langle \mu_n \rangle - \langle \mu_p \rangle = \Lambda_Q^2 \frac{d^2}{dx^2} (\langle \mu_n \rangle - \langle \mu_p \rangle)$ с учетом граничных условий $\mu_p(\pm\infty) = \mu_n(\pm\infty) = const$ дает выражение для падения напряжения между двумя точками с координатами x_1 и x_2 , содержащими между собой ЦПФ в точке x_{PSC} :

$$V(x_1, x_2) = \frac{\rho_N \Lambda_Q}{\sigma} \left[\tanh \frac{x_1 - x_{PSC}}{\Lambda_Q} + \tanh \frac{x_{PSC} - x_2}{\Lambda_Q} \right] (I - I_0) \quad (2.5)$$

где ρ_N - удельное сопротивление образца в нормальном состоянии. Для достаточно длинных образцов когда выполняется условие $|x_1 - x_{PSC}|, |x_{PSC} - x_2| \gg \Lambda_Q$, выражение 2.5 дает для дифференциального сопротивления постоянное значение

$$\frac{dV}{dI} \approx 2 \frac{\rho_N \Lambda_Q}{\sigma} \quad (2.6)$$

и для формы ВАХ приводит к совпадающему с феноменологическим соотношением 2.2 простому выражению

$$V(x_1, x_2) \approx \frac{\rho_N \Lambda_Q}{\sigma} (I - I_0) \quad (2.7)$$

Важным следствием приведенной выше модели [38] является вывод, что если образец достаточно длинный, и ЦПФ разнесены на расстояния, существенно превосходящие

характерную длину релаксации Λ_Q , то с увеличением тока I активация каждого последующего ЦПФ эквивалентна "включению" в цепь сопротивления, соответствующего нормальному сопротивлению участка образца длиной $2\Lambda_Q$. При этом температурная зависимость дифференциального сопротивления полностью определяется соответствующей зависимостью $\Lambda_Q(T)$.

Детальный анализ процесса ПФ на базе формализма TDGL [42] показывает, что ниже некоего критического значения тока, совпадающего с положением первой ступеньки ВАХ $I_c \equiv I_c(1)$, сверхпроводящий канал находится в бездиссипативном токнесущем состоянии. При значениях тока, превышающих некое пороговое значение I_{thresh} , весь образец переходит в нормальное состояние. При значениях тока $I_c(1) \leq I \leq I_{thresh}$ существуют решения, соответствующие процессам ПФ: канал находится в сверхпроводящем состоянии, но в некоторых точках (ЦПФ) происходят осцилляции параметра порядка: на короткое время амплитуда $|\Psi|$ обращается в ноль, и фаза "проскакивает" на 2π .

Многочисленные эксперименты, проведенные на микромостиках и вискерах [34], подтверждают, что наклон первой ступеньки $(dV/dI)_1$ действительно одинаков для образцов, изготовленных из одного и того же материала. А вот справедливость выражения 2.1 выполняется далеко не всегда, что, вероятно, свидетельствует о взаимодействии ЦПФ. В более поздних теоретических разработках [39] было показано, что в общем случае релаксация неравновесных квазичастиц, рождающихся в каждом цикле ПФ, описывается волновым уравнением для эффективного заряда Q^* , соответствующего разности электроноподобных и дырочноподобных квазичастичных возбуждений. Более подробно эти вопросы будут обсуждаться в следующих *Главах*. Сейчас просто нужно отметить, что при выполнении ряда условий ЦПФ могут "взаимодействовать" на расстояниях, существенно превышающих Λ_Q .

Постановка задачи

Как было указано выше, отклонения экспериментальных результатов от предсказаний теории, по все видимости, могут быть связаны с конечными размерами исследованных образцов. В большинстве экспериментов [34] использовались сверхпроводящие вискеры с типичной длиной порядка нескольких сотен мкм, в то время как характерные размеры релаксации неравновесных квазичастиц - не менее нескольких десятков мкм, а с учетом возможности распространения волн зарядовой плотности - еще больше.

Исходя из сказанного, представлялось исключительно интересным **исследовать**

соответствующие процессы в квазиодномерных сверхпроводящих образцах с длинами как существенно больше, так и существенно меньше характерной длины релаксации неравновесных квазичастиц. При этом желательно использовать максимально однородные образцы, где из-за минимального количества дефектов можно ожидать разумного согласия с модельными представлениями, построенными для идеализированных гомогенных систем, в которых взаимодействие ЦПФ "свободно" от пинингования на неоднородностях.

Результаты и обсуждение

В качестве объектов исследования были выбраны два типа образцов: оловянные и индиевые монокристаллические нити в стеклянной оболочке, и гибридные микроструктуры на базе оловянных вискерсов с (суб)микронными контактами, изготовленными методом взрывной электронной литографии.

Длинные монокристаллические нити

Образцы были изготовлены методом Тэйлора-Улитовского (Глава 1, Рис. 1-4) коллегами из Института Прикладной Физики Молдавской Академии Наук. Типичный образец (Рис. 1-5) представлял из себя микропровод в стеклянной оболочке с диаметром металлической жилы порядка нескольких мкм и длиной - около 1 см. С торцов образца стекло удалялось плавиковой кислотой, и электрический контакт обеспечивался либо припаиванием сплавом Вуда, либо - проводящей эпоксидной смолой. По сравнению с вискерами, качество этих объектов не так высоко. Однако значения остаточного сопротивления $10 \lesssim RRR \lesssim 70$ для самых тонких и самых толстых образцов, соответственно, позволяют утверждать, что, скорее всего, эти микропровода - крупно гранулированные поликристаллы с длиной свободного пробега электрона ℓ порядка диаметра образца. Рентгенографические исследования аналогично изготовленных микропроводов подтверждают высказанное предположение.

Все исследованные микропровода из олова и индия обнаружили сверхпроводящие $R(T)$ переходы при температурах порядка 3.7 К и 3.4 К, соответственно. Измерения проводились как на постоянном, так и переменных токах с амплитудой существенно ниже критических значений: при увеличении тока в несколько раз форма $R(T)$ зависимости не менялась. Ширина перехода δT_c , определяемая как температурный интервал, в котором сопротивление падает в 10 раз, варьировалась от ~ 10 мК до ~ 100 мК, будучи сильно зависимой от качества контактов.

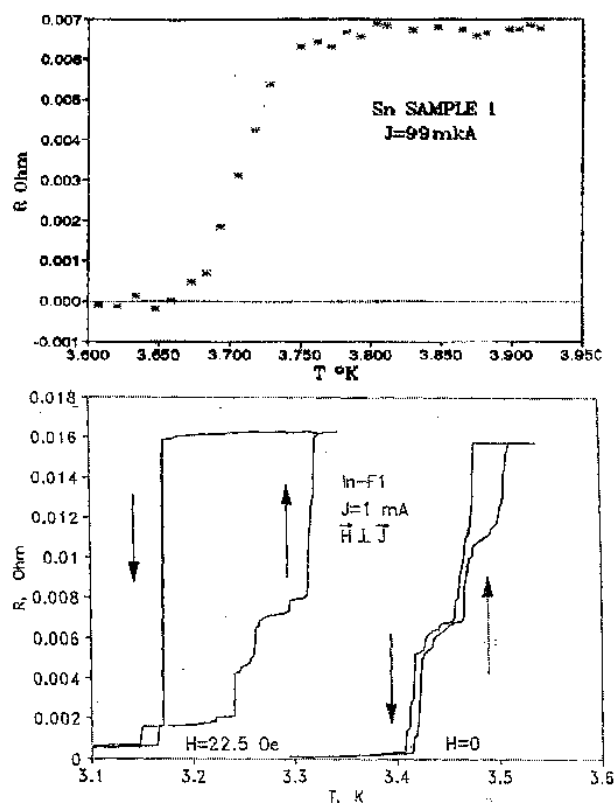


Рис. 2-05.

Верхняя панель: пример достаточно резкой экспериментальной зависимости $R(T)$ в нулевом магнитном поле для оловянного микроцилиндра с диаметром 13 мкм. Нижняя панель: пример сильно уширенной экспериментальной зависимости $R(T)$ в нулевом и слабом перпендикулярном магнитном поле 22.5 Э для индиевого микропровода с диаметром 6 мкм в стеклянной оболочке. Стрелками обозначены направления изменения температуры [29].

Пример сильно уширенного $R(T)$ перехода приведен на Рис.2-05 [29]. В нулевом магнитном поле на $R(T)$ зависимости наблюдается ряд немонотонностей, которые, по всей видимости, связаны с контактными эффектами. Отогрев образца и перемонтировка контактов может привести как к появлению новых, так и - исчезновению старых немонотонностей и "сглаживанию" $R(T)$ характеристики. Эти немонотонности эффективно подавляются приложением слабого магнитного поля $\sim 2 \text{ мТ}$, существенно меньшего, чем критическое поле массивного индиевого образца $\approx 23 \text{ мТ}$. Разумно предположить, что "сглаживание" $R(T)$ зависимости слабым полем обусловлено подавлением "слабой" сверхпроводимости в приконтактных областях. Наблюдаемый гистерезис $R(T)$ в нулевом магнитном поле обусловлен приборным эффектом "отставания" считывания данных термометра и не имеет отношения к физике процесса.

Обсуждаемые выше достаточно "резкие" $R(T)$ зависимости наблюдаются при слабых измерительных токах. С увеличением тока $R(T)$ характеристики заметно уширяются и на них появляются различного рода ступеньки, аналогичные наблюдаемым ранее на коротких вискерах (Рис. 2-01). Природа явления не вполне понятна. Помимо тривиального размытия за счет Джоулевого разогрева [36], по всей видимости, процессы релаксации неравновесных квазичастиц также могут иметь отношение к наблюдаемому явлению [39].

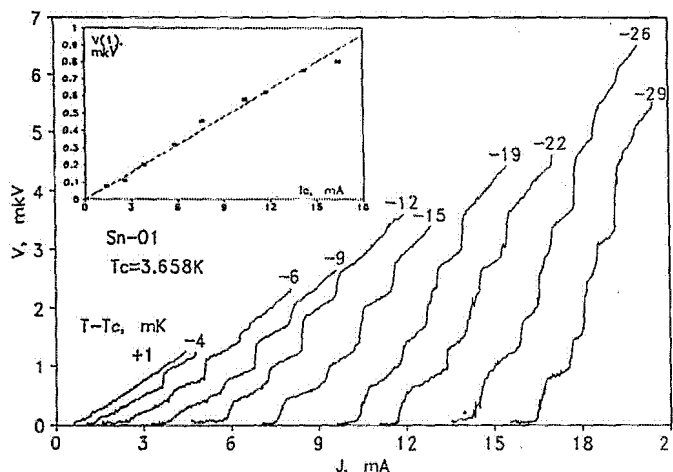


Рис. 2-06.

ВАХ оловянного микропровода Sn-01 с длиной порядка 1 см и диаметром 12 мкм, измеренные при различных температурах ниже критической. На вставка приведена зависимость высоты первой ступеньки ВАХ $V(1)$ от критического тока $I_c(1)$ [29].

При температурах, достаточно близких к критической $|T - T_c| \lesssim 30$ мК, на ВАХ наблюдается четкая ступенчатая структура (Рис. 2-06), которая с понижении температуры сначала размывается, а потом - вырождается в резкий скачкообразный переход в нормальное состояние. Положение первой ступеньки ВАХ может быть отождествлено с критическим током сверхпроводника $I_c \equiv I_c(1)$: достаточно близко к критической температуре $I_c(1, T)$ описывается типичной для одномерных каналов зависимостью $\sim |T - T_c|^{3/2}$, а с понижением температуры - правилом Silsbee $I_c(T) \sim H_c(T)$, характерным для массивных сверхпроводников (Рис. 2-07).

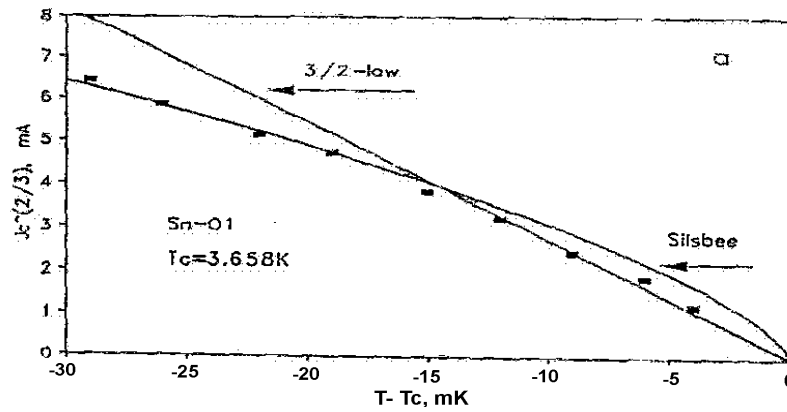


Рис. 2-07.

Зависимость критического тока, при котором возникает первая ступенька напряжения на ВАХ $I_c^{2/3}$ от температуры ($T - T_c$) для оловянного микропровода Sn-01. Сплошными линиями проведены соответствующие теоретические зависимости [29].

Эффективная длина $L(1)$ и $L(2)$, соответствующая размеру квазинормального домена, дающего вклад в наклон дифференциальной ВАХ для первых двух (наиболее ярко выраженных) ступенек тока, в пределах экспериментальных погрешностей обнаруживает отсутствие температурной зависимости, что совпадает с литературными данными для коротких образцов (вискеров и микромостиков) [34]. В соответствии с предсказаниями феноменологической модели [38] (выражение 2.4), отношение избыточного тока к критическому должно составлять $I_0/I_c \approx 0.65$. Настоящие эксперименты дают значение $I_0/I_c \approx 0.8$, совпадающее с более строгими расчетами [43] (Рис. 2-08).

Важным наблюдением является линейная зависимость величины (первой) ступеньки напряжения $V(1)$ от соответствующего значения критического тока $I_c \equiv I_c(1)$ (вставка к Рис. 2-06). С учетом выражения 2.2, это говорит о взаимно компенсирующих температурных зависимостях двух параметров $(dV/dI)_1$ и $[I - I_0(1)/I_c(1)]$, приводящих к постоянному значению для их отношения при всех величинах критического тока.

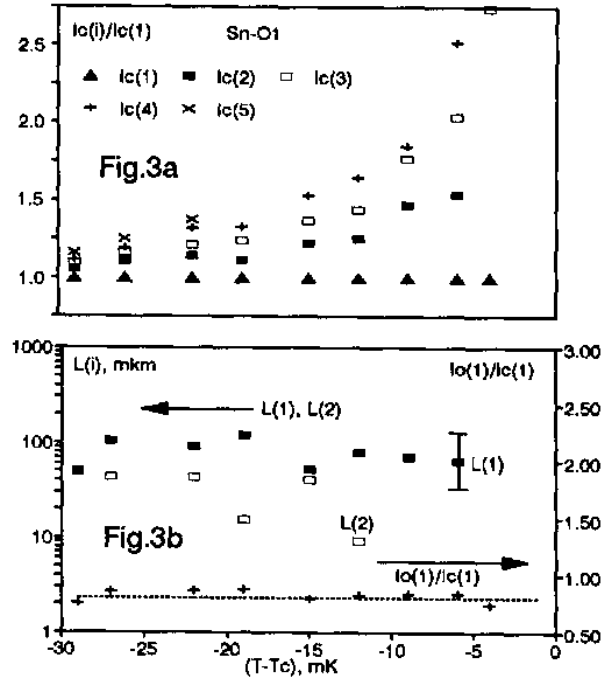


Рис. 2-08.

Температурные зависимости (а) положения ступенек тока $I_c(i)$, нормированных на соответствующее значение для первой ступеньки $I_c(1)$; (б) - эффективной длины $L(1)$ и $L(2)$, соответствующих размеру квазинормального домена, дающего вклад в наклон дифференциальной ВАХ для первых двух ступенек (левая ось координат); и нормированной на критический ток избыточный ток $I_0 \simeq I_0(1)$ (правая ось) [29].

Приведенный выше анализ экспериментальных результатов для первых ступенек ВАХ длинных микропроводов находится в разумном согласии с моделями, построенными в предположении, что ВАХ описывается активацией независимых ЦПФ, и существующими литературными данными для коротких (обычно, с длиной менее 0.5 мм) сверхпроводящих висконов из олова и индия [34]. Однако, как отмечалось в теоретическом Введении, для описания ВАХ во всем диапазоне токов, включая ступеньки с квантовыми номерами $i > 1$, необходимо принимать во внимание взаимодействие ЦПФ. Развивая феноменологические идеи [38], было предложено, 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 [44]. 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 $I_c(i)$:

$$\frac{I_c(i)}{I_c} = \frac{\cosh(L/2i\Lambda_Q) - I_0/I_c}{\cosh(L/2i\Lambda_Q) - 1} \quad (2.8)$$

, где критический $I_c = I_c(1)$ и избыточный $I_0 = I_0(1)$ токи соответствуют первой ступеньке с $i=1$ (Рис. 2-09).

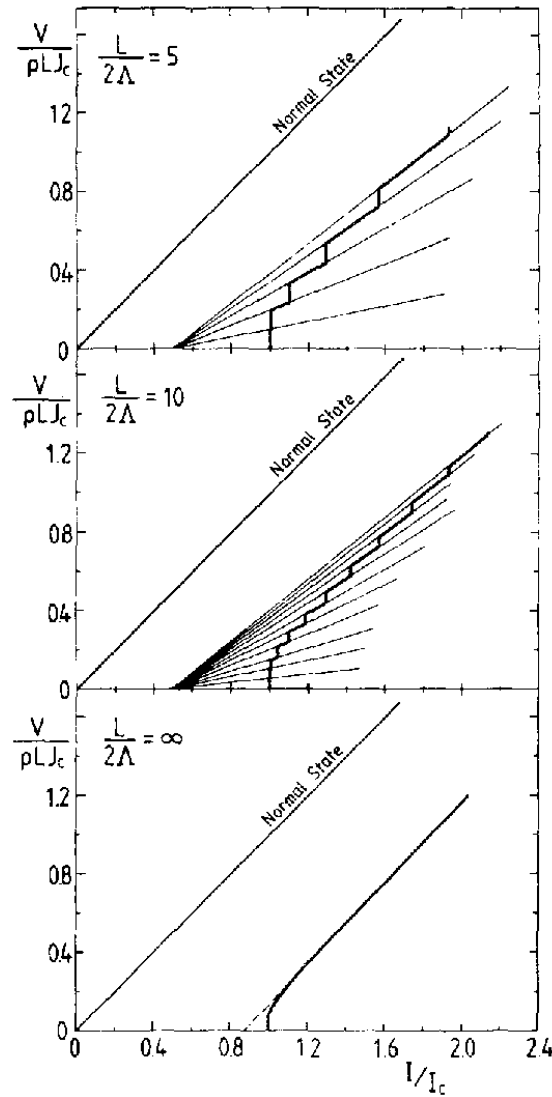


Рис. 2-09.

Расчетные ВАХ однородных сверхпроводящих каналов с различными длинами L , нормированными на характерную длину релаксации неравновесных квазичастиц $\Lambda \equiv \Lambda_Q$ [44].

Неизбежным следствием модели [44] является сглаживание ступенчатой ВАХ при

увеличении длины образца $L \gg \Lambda_Q$. В отличие от многочисленных экспериментов на коротких структурах (вискерах и микромостиках) с длиной $L \gtrsim \Lambda_Q$ [34], длины исследованных в настоящей работе монокристаллических микропроводов, по крайней мере, в сотни раз превосходят характерную длину зарядового дисбаланса Λ_Q . ВАХ обнаруживают четкую ступенчатую зависимость, прослеживаемую до номеров $i=9$ (Рис. 2-10). Однако, обнаруженная температурная зависимость $I_c(i)/I_c(1)$ (Рис. 2-08а) находится в противоречии с предсказанием феноменологической модели [44]. Следует отметить, что в пределе бесконечно длинных каналов $L/\Lambda_Q \rightarrow \infty$ для отношения избыточного тока к критическому предсказания модели [44] совпадают с нашими результатами для длинных микропроводов $I_0/I_c \approx 0.8$ (Рис. 2-08 и 2-09). 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. Однако экспериментальные значения $I_c(i)$ заметно превосходят расчетные оценки (выражение 2.8 и Рис. 2-10). Для получения количественного согласия приходится предположить, что масштаб взаимодействия ЦПФ приблизительно на порядок превосходит характерную длину Λ_Q , получаемую из наклона дифференциального сопротивления каждой ступеньки ВАХ (выражение 2.6). Следует отметить, что если бы в наших образцах положение ступенек определялось бы пинингованием ЦПФ на "слабых звеньях" с пониженной локальной критической плотностью тока, то экспериментальные значения $I_c(i)$ могли бы быть меньше, но никак - не больше расчетных значений (выражение 2.8). Обнаруженные расхождения с моделью [44] 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 в окрестности ЦПФ нормальной компонентой. Расчетные значения $I_c(i)$, полученные решением кинетического уравнения для обобщенной матрицы плотности сверхпроводника [45], находятся в качественном противоречии с наблюдаемыми результатами: вместо увеличения "расстояния" (в токовой шкале) $|I_c(i) - I_c(i+1)|$ модель - дает уменьшение (Рис. 2-10).

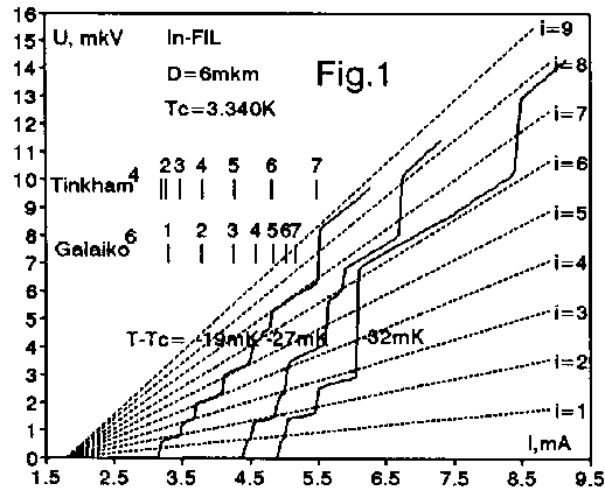


Рис. 2-10.

Экспериментальные ВАХ индиевого микропровода с длиной ~ 1 см и с диаметром 6 мкм при различных температурах ниже критической [28]. Вертикальными линиями обозначены расчетные значения $I_c(i)$ на ВАХ, измеренной при температуре $T-T_c=-19$ мК, в соответствии с моделями Тинкхама [44] и Галайко с соавторами [45].

Описание ступенчатой ВАХ квазиодномерных сверхпроводящих каналов построено на концепции "включения" (с ростом тока) идентичных ЦПФ дающих для каждой ступеньки с номером i одинаковый наклон $(dV/dI)_i = i \times (dV/dI)_1$ (выражение 2.1) и избыточный ток $I_0(i) \simeq I_0(1)$. В пределах экспериментальных погрешностей обе закономерности были подтверждены на большом количестве коротких образцов [34] (висеры и микромостики), а так же - в исследованных в настоящей работе длинных индиевых микропроводах.

На ВАХ длинных оловянных микропроводов наряду с со "стандартной" ступенчатой структурой $(dV/dI)_i = i \times (dV/dI)_1$ и $I_0(i) \simeq I_0(1)$ с целочисленными номерами $i=1, 2, 3...$ наблюдается еще и тонкая "субгармоническая" структура, соответствующая вторичному ряду n_i : $(dV/dI)_{n_i} \simeq (dV/dI)_i$ и $I_0(n_i) < I_0(i = 1)$ (Рис. 2-11). Природа этих субгармонических особенностей не вполне понятна, и, вероятно, является следствием взаимодействия ЦПФ. Можно предположить, что помимо описанного выше "расталкивания" на длине Λ_Q [44], ЦПФ могут взаимодействовать на существенно больших расстояниях за счет излучения / приема электромагнитного излучения, рождающегося в каждом цикле ПФ. Чувствительность ЦПФ к внешнему излучению (переменный эффект Джозефсона) и соответствующая субгармоническая структура на ВАХ длинных оловянных микромостиках были продемонстрированы [38]. Обратный эффект - излучение - до сих

пор не был экспериментально подтвержден. Однако, т.к. периодичность процессов ПФ описывается соотношением Джозефсона (выражение 2.3), вполне разумно предположить, что электромагнитное излучение соответствующей частоты должно присутствовать. Принимая во внимание, что и релаксация неравновесных квазичастиц, рождающихся во время каждого акта ПФ, в общем случае описывается волновым уравнением [39], присутствие электромагнитных волн в тонком сверхпроводящем канале в режиме ПФ - вполне правдоподобно. Возможно, что обнаруженное ранее взаимодействие ЦПФ на расстояниях ≥ 300 мкм, существенно превышающих Λ_Q [46] - также связано с распространением электромагнитного излучения.

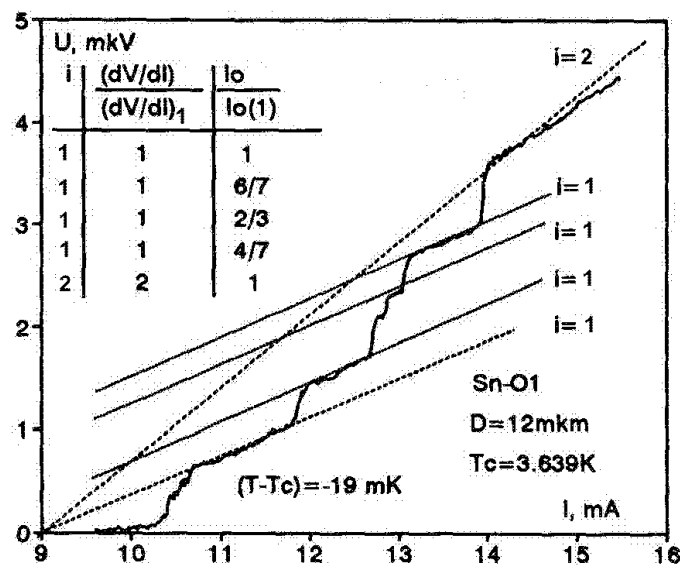


Рис. 2-11.

Пример ВАХ оловянного микропровода с длиной $L \approx 1$ см и с диаметром 12 мкм. Пунктирные линии прослеживают субгармоническую структуру [28].

Короткие монокристаллические образцы

Как неоднократно отмечалось выше, большинство существующих работ по экспериментальному исследованию индуцированного током неравновесного состояния в квазиодномерных сверхпроводниках было выполнено на достаточно коротких структурах - вискерах и микромостиках - с длиной L не существенно превышающей характерный масштаб релаксации квазичастиц Λ_Q . В предыдущем разделе обсуждались результаты экспериментов на исключительно длинных образцах, и был обнаружен ряд интересных закономерностей. Разумно задаться вопросом: что будет наблюдаться в тонких квазиодномерных каналах с длиной меньше, чем $\Lambda_Q \sim 10 \div 100$ мкм? Следует сразу заметить, что, используя

методы традиционной микро- и нанолитографии, не составляет особого труда изготовить структуры соответствующих размеров. Однако, качество этих образцов, содержащих большое количество дефектов и попадающих в, так называемый, грязный предел $\ell \ll \xi_0$, не достаточно для исследования достаточно тонких эффектов ПФ, когда существенно пинингование ЦПФ на "слабых звеньях".

В настоящем разделе приводятся результаты исследования гибридных монокристаллических микроструктур, где "телом" образца являлся оловянный вискер с типичным диаметром ~ 1 мкм и с длиной L порядка 200 мкм, а контакты изготавливались методом взрывной электронной литографии с типичной шириной линии 500 нм, толщиной 200 нм и расстоянием между соседними нанoeлектродами от 1.5 мкм до 10.5 мкм (Рис. 1-3 и вставка к Рис. 2-12). Технология получения подобных структур была разработана автором [11] и более подробно описана в *Главе 1*. Процесс изготовления оказался исключительно трудоемким из-за необходимости комбинирования хорошо отработанной методики литографии с медленным "ручным" позиционированием вискера под оптическим микроскопом, планаризацией SOG-полимером и последующим травлением в плазме кислорода. Из 160 изготовленных структур, лишь 17 образцов оказались измеряемыми при низких температурах. По всей видимости, из-за разности коэффициентов термического расширения планаризирующего полимера, оловянного вискера и металлических тонкопленочных нанoeлектродов, при охлаждении до криогенных температур нарушался гальванический контакт с "телом" образца. Тем не менее, для "работающих" структур многократное циклирование температуры не приводило к деградации образца.

Несмотря на исключительно низкий выход "рабочих" образцов (17 структур), удалось проследить ряд закономерностей. Все образцы со сверхпроводящими нанoeлектродами из ниобия (4 структуры) не обнаружили никаких интересных особенностей: достаточно резкая $R(T)$ зависимость с сильно сглаженной "вершиной" перехода. Последний эффект, скорее всего, связан с эффектом близости за счет контакта с ниобием - материалом с более высокой критической температурой (для сонапыленных пленок ниобия $T_c \approx 7$ K).

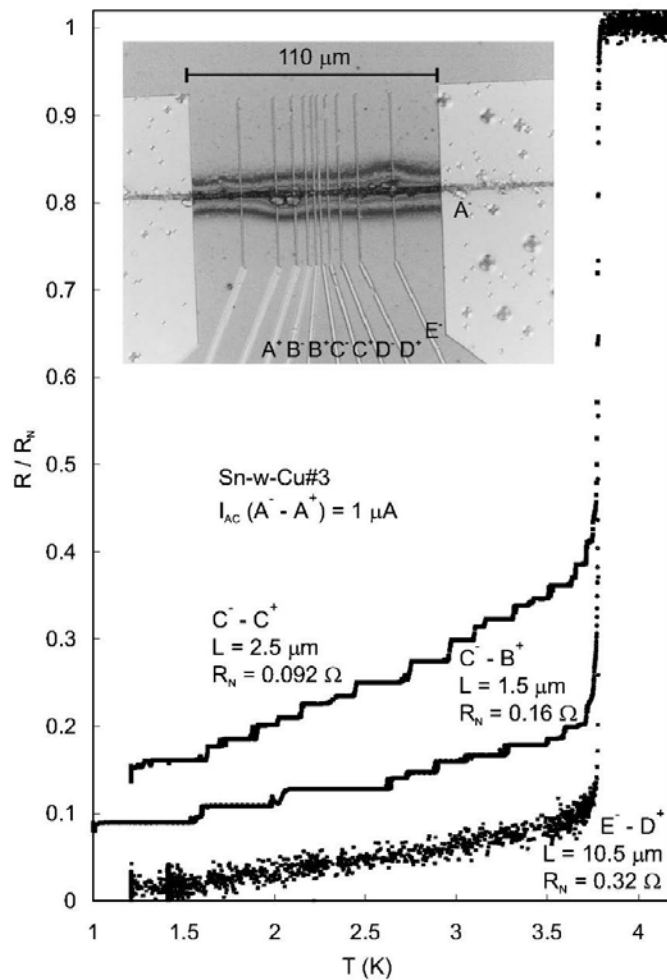


Рис. 2-12.

Сверхпроводящие переходы $R(T)$ нескольких смежных участков с различными длинами L одной и той же гибридной микроструктуры Sn-w-Cu3 на базе оловянного вискера с литографически изготовленными медными наноконтактами. На вставке приведена фотография образца, полученная оптическим микроскопом высокого разрешения. Некое "гало" вокруг горизонтально расположенного вискера связано с вариацией толщины прозрачного планаризирующего полимера [11].

13 микроструктур, где наноконтакты были изготовлены из нормальных металлов - золото и медь, можно условно разделить на два класса: с высоким контактным сопротивлением, достигающих десятков кОм, и низким - порядка нескольких Ом. При этом следует заметить, что в нормальном состоянии типичное значение сопротивления участка вискера с длиной в несколько мкм - десятки мОм. У всех образцов первой "высокоомной" группы наблюдалась резкая $R(T)$ зависимость с шириной перехода $\delta T_c \simeq 40$ мК, что может быть описано моделью термических флуктуаций [47], [48] (детали - в следующих Главах) с учетом наличия некоторой дефектности: например, за счет деформации вискера при охлаждении.

По всей видимости, причиной высокого контактного сопротивления этой группы образцов являются формирующие туннельный барьер между нанoeлектродами и вискером остатки SOG-полимера, не полностью удаленного плазменной чисткой.

Наиболее интересными оказались результаты, полученные на "низкоомных" структурах с контактным сопротивлением порядка 1 Ом. Независимо от материала контактов (золото или медь), у этих образцов на $R(T)$ зависимостях обнаруживается четко выраженная ступенчатая структура, и сопротивление не достигает нулевого значения даже при температурах существенно ниже критической (Рис. 2-12 и 2-13). Как уже отмечалось выше, похожие ступенчатые $R(T)$ характеристики наблюдались и ранее на коротких ~ 500 мкм оловяных вискерах [22], [33]. Однако в тех работах, ступенчатая зависимость возникала исключительно при измерениях на больших токах, сравнимых с критическими. В наших сверхкоротких микроструктурах ступенчатая структура $R(T)$ наблюдается в существенно более широком температурном диапазоне и при измерениях как на постоянном, так и - переменном измерительных токах с амплитудами до 10 мкА, что на несколько порядков меньше соответствующих критических токов $I_c(T)$ (Рис. 2-14). Следует отметить, что наблюдаются действительно ступеньки сопротивления, а - не напряжения: в пределах экспериментальных погрешностей $R(T)$ зависимости, измеренные на различных токах - совпадают (Рис. 2-13). 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.

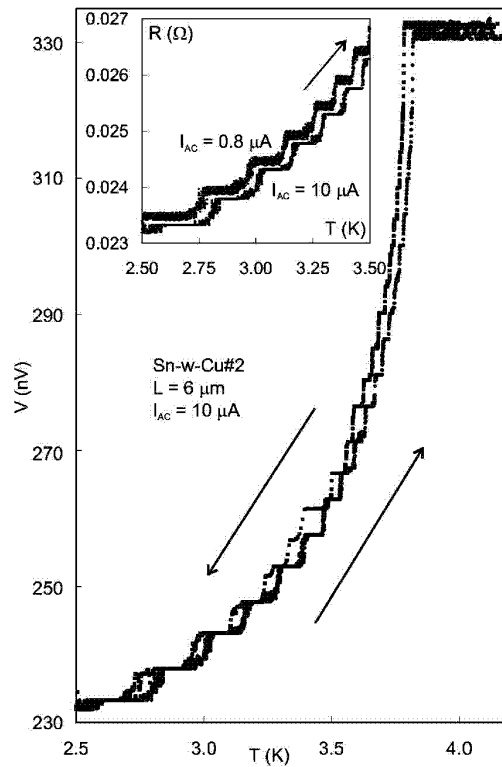


Рис. 2-13.

Сверхпроводящий переход $V(T)$, измеренный на переменном токе $I = 10 \text{ мкА}$, участка с длиной $L = 6 \text{ мкм}$ гибридного образца Sn-w-Cu#2 на базе оловянного вискера с литографически изготовленными медными наноконтактами. 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 [11].

Любопытным является наблюдение, что сверхпроводник ведет себя как многоуровневая система, где после нескольких скачков "туда-обратно" сопротивление стабилизируется на "плато" и не меняется до следующей ступеньки (вставка к Рис. 2-13). Между различными образцами не удалось установить какой-либо закономерности между величинами ступенек по сопротивлению δR_{step} и по температуре δT_{step} . Однако для одной и той же пары контактов, ступенчатая структура выглядит достаточно регулярной (Рис. 2-13). Не удалось также установить и зависимости между длиной образца L (расстоянием между электродами) и параметрами ступенчатой $R(T)$ структуры. Хотя определенная корреляция присутствует: чем короче образец, тем более четко прослеживаются ступеньки. Если отождествить каждую ступеньку с "включением" в цепь участка нормальной фазы, то размер такого домена варьируется от образца к образцу, составляя от 20 нм до 900 нм. Удивительно,

что этот эффективный размер может как превосходить, так и быть меньше характерных микроскопических масштабов $\ell \simeq 1$ мкм и $\xi(0) \simeq 230$ нм. Хотя, скорее всего, простая статическая картина описания эффекта - не справедлива. У нас отсутствует какое-либо удовлетворительное объяснение природы ступенчатой $R(T)$ характеристики, равно как - и сопутствующего (?) эффекта - конечного сопротивления при $T \ll T_c$. Т. к. обе особенности наблюдается исключительно в системах с электродами из нормальных металлов и низким контактным сопротивлением, можно предположить, что их происхождение может быть неким образом связано с эффектом близости.

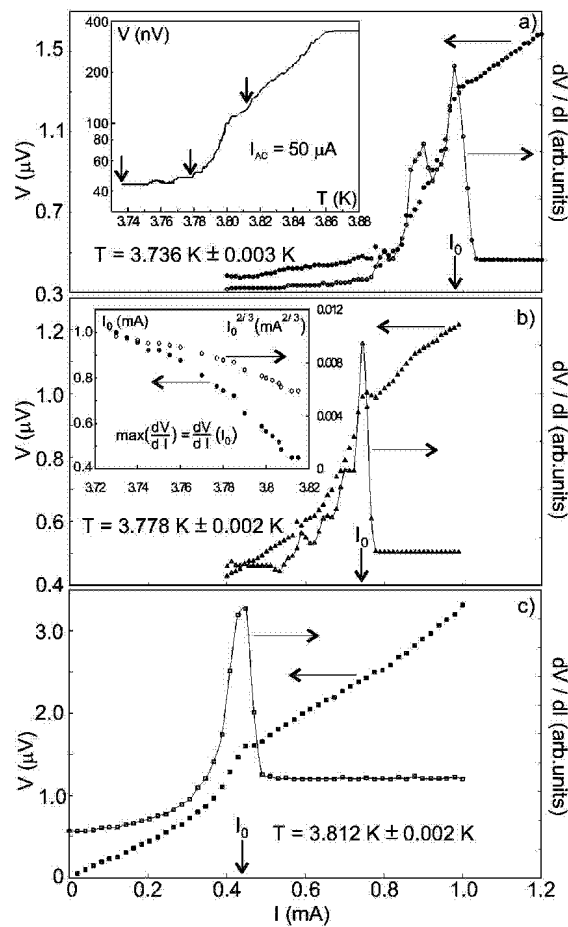


Рис. 2-14.

Вставка к панели (a): зависимость $V(T)$ для гибридного образца с длиной 8.8 мкм, измеренная на переменном токе 50 мкА. Стрелками показаны температуры, где измерялись ВАХ, приведенные на основных панелях рисунка. Панели (a)-(c): зависимости напряжения V (левая ось) и первой производной dV/dI (правая ось) от постоянного тока I , модулированного переменной компонентой $I_{ac} = 10$ мкА. Стрелками обозначены пороговые значения тока I_0 . Вставка к панели (b): температурная зависимость порогового тока I_0 [11].

Примеры ВАХ "низкоомных" гибридных микроструктур, измеренные при нескольких фиксированных температурах, приведены на Рис. 2-14. Все ВАХ демонстрируют аналогичное поведение: линейная зависимость от тока, переходящая при некоем пороговом значении I_0 на более высокоомную линейную ветвь, но с сопротивлением меньшим, чем полное сопротивление образца в нормальном состоянии. Качественно параметр I_0 может быть отождествлен с критическим током сверхпроводника. Однако, есть существенные отличия. Во-первых, как отмечалось выше, даже при сколь угодно малых токах $I \ll I_0$ не наблюдается "чистого" сверхпроводящего состояния с нулевым сопротивлением. Во-вторых, полное нормальное сопротивление образца достигается лишь при значениях $I \gg I_0$. В третьих, температурная зависимость I_0 не соответствует закономерности $I_c^{1D} \propto (T_c - T)^{3/2}$ (вставка к Рис. 2-14b). Хотя следует сразу оговориться, что, строго говоря, закон "3/2" должен выполняться только для одномерных каналов вблизи T_c . Еще раз следует подчеркнуть, что ступенчатые $R(T)$ характеристики наблюдаются при измерительных токах, существенно меньших, чем I_0 . Поэтому, можно предположить, что ступеньки на $R(T)$ зависимостях (Рис. 2-12 и 2-13) не связаны с нелинейностями ВАХ (Рис. 2-14).

В заключение этого раздела *Главы* можно лишь повторить, что эксперименты на исключительно коротких гибридных сверхпроводящих микроструктурах оставляют многие вопросы открытыми. Ни для отсутствия нулевого сопротивления при $T \ll T_c$, ни для ступенчатой формы $R(T)$ характеристики, насколько известно автору, до сих пор не было предложено удовлетворительного объяснения. Следует заметить, что и природа ступенчатых $R(T)$ переходов (Рис. 2-01), обнаруженных уже около 40 лет назад на существенно более длинных монокристаллических образцах (вискерах) [22], [33] также остается загадкой.

Положения, выносимые на защиту, и представление результатов.

1. Обнаружено дальнодействующее взаимодействие центров проскальзывания фазы в длинных сверхпроводящих микропроводах из олова.

2. 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.

Основные результаты этой главы были опубликованы автором в рецензируемых журналах [29], [28], [11] и докладывались на отечественных [49] и международных конференциях [50], [51], [52].

Глава 3

Релаксация неравновесных квазичастичных возбуждений в сверхпроводнике

Введение

В предыдущей главе уже коротко отмечалось, что размер кода центра проскальзывания фазы (ЦПФ) - порядка длины когерентности ξ , а размер "квазинормальной" области Λ_Q , дающей вклад в конечное падение напряжения - существенно большего масштаба и для таких материалов как олово может достигать 100 мкм (Рис. 2-08). Физическая причина этого явления заключается в достаточно больших временах, требующихся для релаксации неравновесных квазичастичных возбуждений (неспаренных электронов), рождающихся в процессе каждого акта проскальзывания фазы. Как уже обсуждалось во второй главе, ЦПФ и сопутствующее неравновесное состояние экспериментально наблюдаются достаточно близко к критической температуре T_c . Однако, сами по себе возбуждение и релаксация квазичастиц - универсальные явления, которые должны присутствовать в сверхпроводнике при любых температурах.

На Рис. 3-01 схематически представлен энергетический спектр сверхпроводника: возбужденные состояния, отделенные энергетической щелью Δ от основного состояния, и равновесные носители заряда (Куперовские пары) на уровне Ферми E_F . При любой конечной температуре $T < T_c$, за счет термической активации, в сверхпроводнике всегда присутствует некое количество неспаренных электронов - *равновесных квазичастиц* (Рис. 3-01a). Вклад этих равновесных возбуждений в электронный транспорт никак себя не обнаруживает и, как следствие, сопротивление сверхпроводника (на постоянном токе) равно нулю. При той же самой произвольной температуре $T < T_c$ можно увеличить заселенность возбужденных состояний - создать *неравновесные квазичастицы*. Если эти квазичастицы рождаются за счет процессов, связанных с распариванием Куперовских пар (например, при облучении с энергиями фотонов $h\nu > \Delta$) - они симметрично заселяют возбужденные состояния по отношению к Фермиевскому импульсу p_F (Рис. 3-01b). Если при этом достаточно быстро проводить транспортные измерения, то на масштабах меньших, чем соответствующие времена релаксации, можно зарегистрировать конечное падение напряжения (сопротивление) сверхпроводника. Однако возможен еще более нетривиальный тип отклонения от равновесия - *зарядовый дисбаланс* (charge imbalance) - несимметричное заселение спектра возбуждений (Рис. 3-01c), которые, например, могут быть созданы при инжекции в сверхпроводник электронов из нормального металла. В зависимости

от полярности приложенного напряжения, могут создаваться как "электроноподобные" квазичастицы с моментами $p > p_F$ (как показано на Рис. 3-01с), так и "дырочноподобные" - $p < p_F$. Исторически для обоих типов возбуждений (Рис. 3-01b и Рис. 3-01с) было предложено несколько терминологических названий: энергетический и зарядовый дисбаланс, или - продольная и поперечные моды квазичастичных возбуждений [53], соответственно. В дальнейшем, мы будем использовать обе номенклатуры.

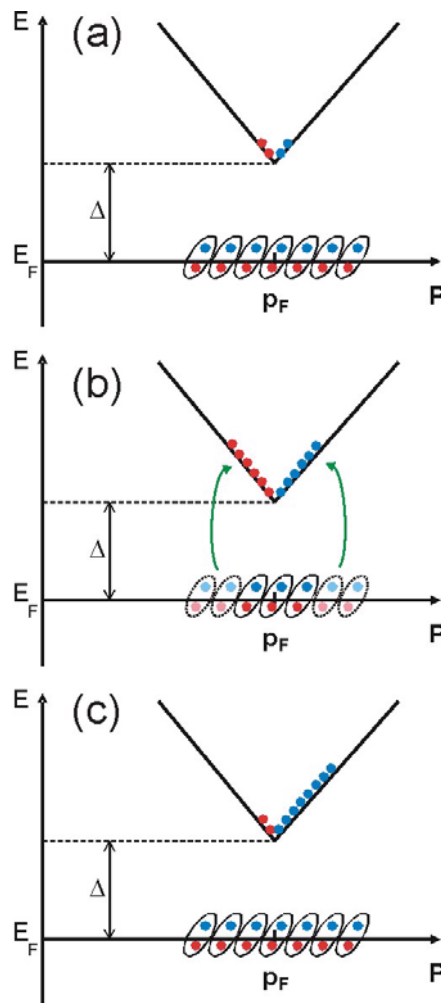


Рис. 3-01.

Схематическое представление энергетического спектра сверхпроводника: возбужденные состояния отделены энергетической щелью Δ от основного состояния на уровне Ферми E_F . (a) Равновесные квазичастичные возбуждения, присутствующие при любой конечной температуре. (b) Неравновесные квазичастицы, возникающие при распаривании Куперовских пар и симметрично заселяющие возбужденные состояния по отношению к Фермиевскому импульсу p_F . (c) Зарядовый дисбаланс - несимметричное заселение спектра возбуждений.

Существующие эксперименты и модельные представления.

Первые систематические исследования неравновесного сверхпроводящего состояния стали появляться в начале 70-х годов. Весьма подробное состояние вопроса можно найти в подробных обзорах [54] и [55]. Несмотря на ощутимый прогресс в понимании физики процессов, достигнутый за последующие десятилетия [56], [57], [58], [59], [60] ряд вопросов до сих пор является открытым. Поскольку главной тематикой диссертации является исследование токовых состояний сверхпроводника, то преимущественный интерес будет сконцентрирован на вопросах, связанных с зарядовым дисбалансом, типичным для токовой инжекции неравновесных возбуждений. Тем не менее, зарядовый дисбаланс всегда сопровождается и возбуждением продольной моды - энергетическим дисбалансом. Поэтому, попутно будут обсуждаться оба типа возбуждений.

Не претендуя на строгость рассуждений и постулируя существование определенного энергетического спектра сверхпроводника (Рис. 3-01), из самых общих соображений можно предположить, что должна существовать некая иерархия характерных времен, описывающих релаксацию системы в основное состояние. По всей видимости, самым малым масштабом может являться время электрон-электронного взаимодействия τ_{e-e} . На более коротких временных интервалах электроны не термализованы и, соответственно, не могут быть описаны определенной функцией распределения. После термализации, может создаться неравновесная заселенность энергетического спектра, соответствующая возбуждению как продольной (Рис. 3-01b), так и поперечной (Рис. 3-01c) моды. Очевидно, что равновесные Куперовские пары из электронов с равными по величине, но противоположными по знаку (по отношению к Фермиевскому) моментами не могут формироваться "непосредственно" из спектра типа Рис. 3-01c: сначала количество электроноподобных и дырочноподобных возбуждений должно сравняться на характерных временах релаксации зарядового дисбаланса τ_Q . Параллельным процессом является неупругое рассеяние квазичастиц с испусканием и поглощением фононов, характеризуемое временем τ_s . И, наконец, неупругая рекомбинация двух квазичастиц, приводящая к формированию равновесной Куперовской пары, описывается характерным временем τ_r (Рис. 3-02) [61]. В самом общем случае, все три процесса - неупругие и требуют присутствия подсистемы, с которой возможен энергетический обмен: например - фононы. Замечательным является тот факт, что при анизотропии щели и/или наличии конечного тока и/или магнитных примесей, релаксация зарядового дисбаланса может происходить и за счет упругих процессов [62]. Очевидно, что с понижением температуры именно этот канал релаксации должен становиться доминирующим.

В рамках формализма Келдыша, можно определить неравновесные функции распределения f_L и f_T для продольной и поперечной моды, соответственно [63]. В этом представлении стандартная функция распределения выражается как $2f = 1 - f_T - f_L$. Центральным вопросом физики неравновесных сверхпроводников как раз и является определение этих функций.

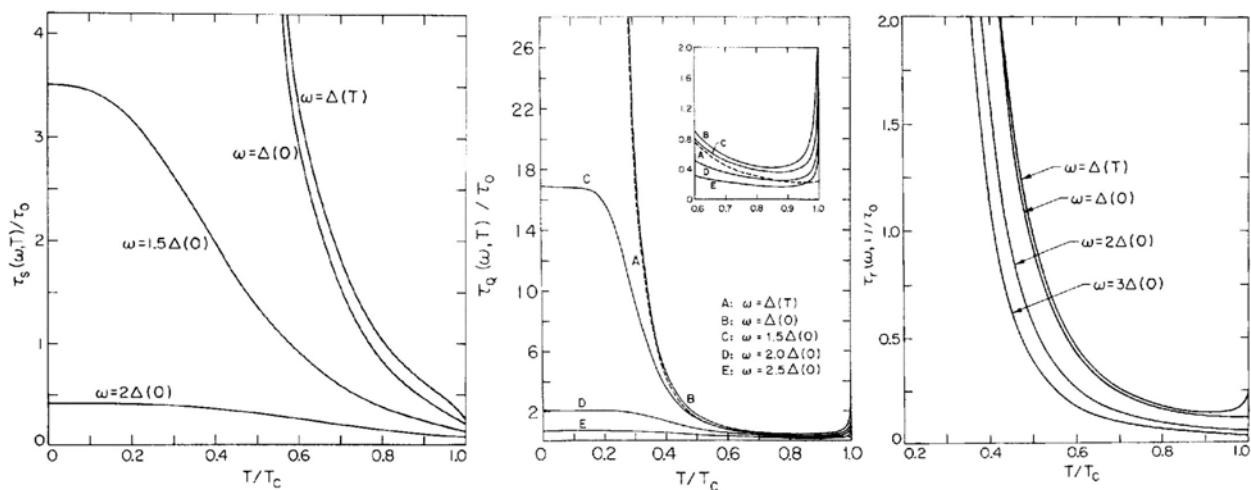


Рис. 3-02.

Расчетные энергетические зависимости характерных времен релаксации: τ_s , τ_Q и τ_T , выраженных в единицах времени электрон-фононного рассеяния τ_0 [61].

Первые экспериментальные работы по исследованию зарядового дисбаланса в сверхпроводниках стали появляться в начале 70-х годов [64], [62]. Схематика эксперимента приведена на Рис.3-03: из нормального металла (N) через туннельный барьер (I) неравновесные квазичастицы инжектируются в сверхпроводник (S), где возникающая разность потенциалов измеряется либо сверхпроводящим электродом (S_p) через Джозефсоновский контакт, либо - нормальным электродом (N_p) через тонкий туннельный барьер.

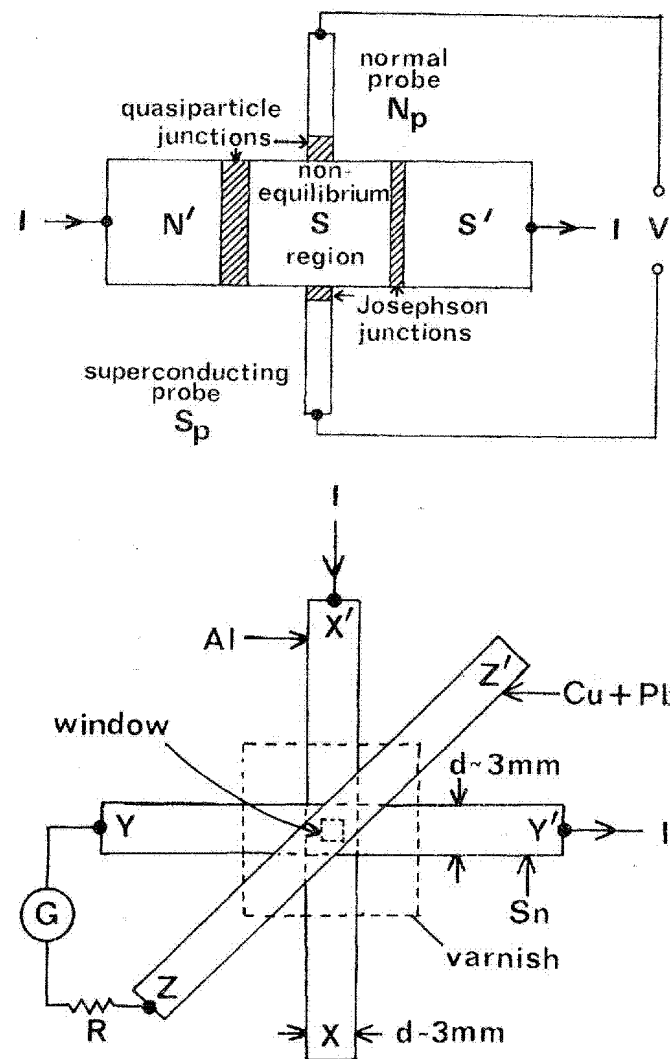


Рис. 3-03.

Схематика эксперимента и образца [64], [62].

Обнаруженная в этих экспериментах конечная величина "избыточного" напряжения (Рис. 3-04) интерпретировалась как омический вклад квазинормального участка, обогащенного неравновесными квазичастицами. При этом было показано, что (1) полярность избыточного напряжения зависит от полярности тока инжекции; (2) величина сигнала уменьшается с толщиной сверхпроводящей пленки и (3) при приближении к критической температуре величина избыточного напряжения стремится к бесконечности. Следует сразу заметить, что в силу технических ограничений, в 70-ых годах исследовались тонкопленочные структуры типа "сэндвич" с толщиной неравновесного сверхпроводника w (олово) существенно меньше, чем характерная длина релаксации зарядового дисбаланса Λ_Q . Как следствие, постулировалось,

что всей толщине сверхпроводника концентрация неравновесных носителей заряда - постоянна, и пространственная зависимость релаксации могла быть получена только опосредовано через слабую зависимость от толщины $\sim \exp(-w/\Lambda_Q) \simeq 1$. Большинство экспериментов проводилось при температурах близких к критической, и согласие с феноменологической моделью [62] было установлено именно в этом высокотемпературном пределе.

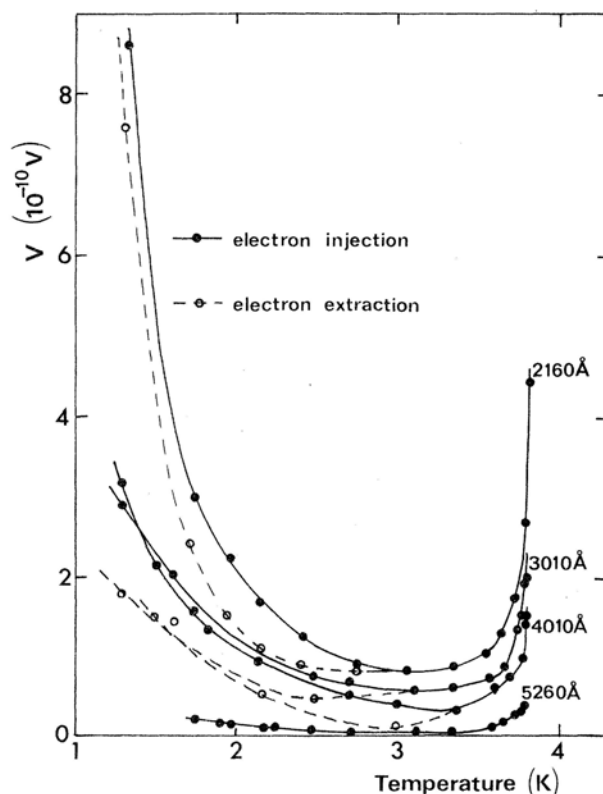


Рис. 3-04.

Температурная зависимость избыточного напряжения неравновесного сверхпроводника [64].

В многочисленных последующих работах [54] качественные выводы первых пионерских исследований [64] были подтверждены на различных материалах, и простая феноменологическая модель [62] была развита с использованием более строгих рассуждений [55]. В частности, было показано, что вольт-амперная зависимость $I(V)$ НИС детектора может быть записана как:

$$I = \frac{G_{NN}}{e} \int_0^{\infty} \{N_S(E) [f(E) - f(E - eV)] + [f_{k<} - f_{k>}]\} dE \quad (3.01a)$$

где G_{NN} - туннельная проводимость контакта (детектора) в нормальном состоянии и Δ - сверхпроводящая щель. Величина зарядового дисбаланса Q^* определяется именно разностью заселенностей электроноподобных и дырочноподобных ветвей спектра возбуждений $f_{k>}$, $f_{k<}$:

$$Q^* = 2 \int_0^{\infty} N_S(E) [f_{k<} - f_{k>}] dE = -2N(0)\delta\mu_S \quad (3.02)$$

где $N(0)$ - одноэлектронная плотность состояний на уровне Ферми и $\delta\mu_S$ - отклонение химического потенциала Куперовских пар от равновесного значения. Полезно отметить, что на языке продольных и поперечных мод возбуждений, соотношение 3.01a может быть переписано с использованием неравновесных функций распределения f_T^N и f_T^S , где символы S и N относятся к сверхпроводящему и нормальным электродам туннельного НИС детектора:

$$I = \frac{G_{NN}}{e} \int_0^{\infty} N_S(E) [f_T^N - f_T^S] dE \quad (3.01b)$$

где для элекирода из нормального металла $f_T(E, V_d, T_e) \equiv f_T^N(E, V_d, T_e) = \tanh[(E + eV_d)/2k_B T_e] - \tanh[(E - eV_d)/2k_B T_e]$; и $N_S(E)$ обозначает плотность состояний (в общем случае - неравновесного) сверхпроводника. Простое сравнение со стандартным (равновесным) выражением для туннельного тока НИС контакта при температуре T [65]

$$I(V, T) = \frac{G_{NN}}{e} \int_0^{\infty} \{N_S(E) [f(E, T) - f(E - eV, T)]\} dE \quad (3.03)$$

, где $f(E, T)$ - Фермиевская функция распределения электронов и равновесная плотность состояния $N_S(E) = N_S^{eq}(E) = E/(E^2 - \Delta^2)^{1/2}$, позволяет сделать заключение, что вся "неравновесность" определяется последним членом под интегралом в соотношениях 3.01a и 3.01b. Первый член в выражениях 3.01a и 3.01b соответствует стандартному (равновесному) туннельному току 3.03, зависящему от свойств сверхпроводника только через плотность состояния. Энергетическая зависимость разностей заселенности электроноподобных и дырочноподобных ветвей спектра возбуждений $[f_{k<} - f_{k>}]$ *a priori* не известна, и, соответственно, расчет зависимости $I(V)$ для произвольных значений смещения V совершенно не очевиден. Однако при нулевых значениях напряжения первый член в выражении 3.01a выпадает и, так называемый, *избыточный ток* I_{ex} с использованием

соотношения 3.02 определяется как:

$$I_{ex} \equiv I(V = 0) = \frac{G_{NN}}{e} \int_0^{\infty} [f_{k<} - f_{k>}] dE = -\frac{G_{NN}}{e} \delta\mu_S \quad (3.04)$$

Выражение 3.04 позволяет определить сугубо микроскопический параметр - смещение химического потенциала пар $\delta\mu_S$ - через легко измеряемые в эксперименте величины I_{ex} и G_{NN} .

Относительно недавно появилась серия экспериментальных работ, где делалась попытка развить вышеупомянутые наблюдения для случая, когда инжекция и детектирование неравновесных квазичастиц пространственно разнесены [66], [67], [68] и [69] (Рис. 3-05). Было действительно обнаружено, что ВАХ туннельного НИС "детектора" зависит от расстояния до другого НИС контакта ("инжектора"). Несмотря на интересные наблюдения, эксперименты [66], [67], [68] и [69] оставляют ряд вопросов открытыми. Например, взаимосвязь зарядового и энергетического дисбаланса не была исследована.

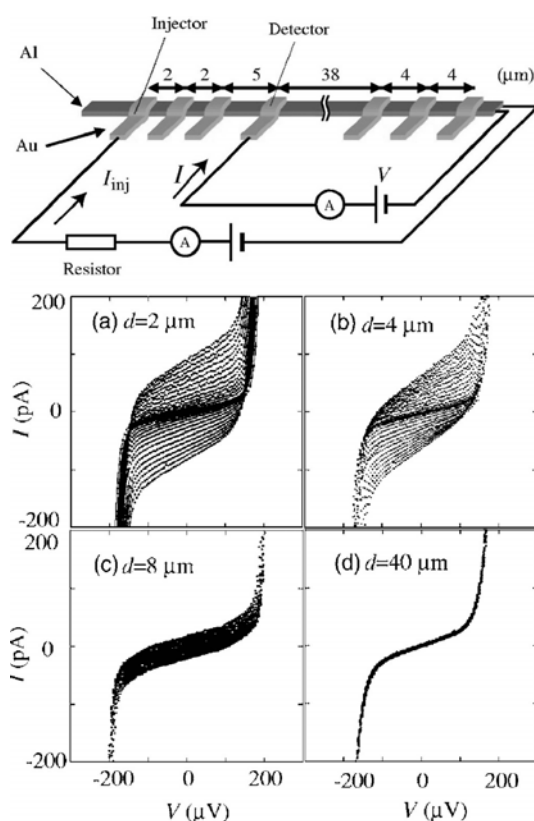


Рис. 3-05.

Схематика эксперимента и ВАХ НИС детекторов, находящихся на различных расстояниях от НИС инжектора [68].

Постановка задачи

В настоящей главе ставится задача проведения экспериментального исследования пространственных зависимостей релаксации зарядового и энергетического дисбаланса в сверхпроводнике при температурах существенно ниже критической.

Результаты и обсуждение

Для исследования пространственных зависимостей релаксации неравновесных квазичастиц методами электронно-лучевой взрывной литографии и многоуглового направленного вакуумного напыления были изготовлены многоконтактные туннельные наноструктуры (Рис. 3-06). Электроны инжектировались в сверхпроводник (С=алюминий) через туннельный контакт (И=оксид алюминия) из нормального металла (Н=медь). Типичная толщина алюминия, детекторов и инжектора - 25, 40 и 80 нм, и ширина линии - 400, 180 и 1600 нм, соответственно. Критическая температура алюминиевой микрополоски $T_c \simeq 1.35$ К, и длина свободного пробега электронов $\ell \simeq 20$ нм. Туннельное сопротивление широкого НИС инжектора подбиралось достаточно низким $\simeq 3$ кОм, чтоб обеспечить высокий ток "накачки" квазичастиц. В то время как туннельное сопротивление узких НИС детекторов было порядка 50 кОм. В обоих случаях туннельная проводимость контактов достаточно низка, что позволяет пренебречь эффектом близости.

Эксперименты проводились в рефрижераторе растворения $^3\text{He}^4\text{He}$ *Kelvinox-400*, расположенным внутри экранированной комнаты, с использованием аналоговых предусилителей, связанных с внешними измерительными приборами через систему радиочастотных фильтров. Типичная измерительная схема состоит из двух цепей: инжектора и детектора (Рис. 3-06). Для детектирования квазичастиц использовались две альтернативные конфигурации: единичный НИС контакт или пара туннельных контактов (НИСИН), равноудаленных от инжектора. Вторая конфигурация обеспечивала более высокую стабильность по отношению к паразитным потенциалам. Однако, очевидно, что НИСИН конфигурация не может использоваться для исследования зарядового имбаланса за счет компенсации сигнала двумя НИС контактами, включенными с противоположной полярностью по отношению к сверхпроводнику. Особое внимание уделялось термализации системы. Чтоб избежать перегрева нормального инжектора, он специально изготовлялся достаточно массивным. Дополнительный НИС электрод (обозначенный как "thermometer" на Рис. 3-06 и расположенный на расстоянии $\simeq 1$ мкм от НИС инжектора) использовался для измерения электронной температуры инжектора $T_e^i(I_i)$. ВАХ этого "термометра" $I_T(V_T, I_i = \text{const})$

измерялась при фиксированных значениях тока инжектора I_i , и электронная температура рассчитывались из фитирования экспериментальных ВАХ теоретическими кривыми для НИС контакта, когда неравновесностью электродов можно пренебречь (выражение 3.03). После того, как инжектор прокалиброван: зависимость электронной температуры от тока инжекции установлена $T_e^i(I_i, T = const)$, цепь термометра размыкалась и не использовалась в дальнейших экспериментах. Здесь и далее в этой *Главе* $I_T(V_T)$, $I_i(V_i)$ и $I_d(V_d)$ обозначают ВАХ термометра, инжектора и детектора, соответственно.

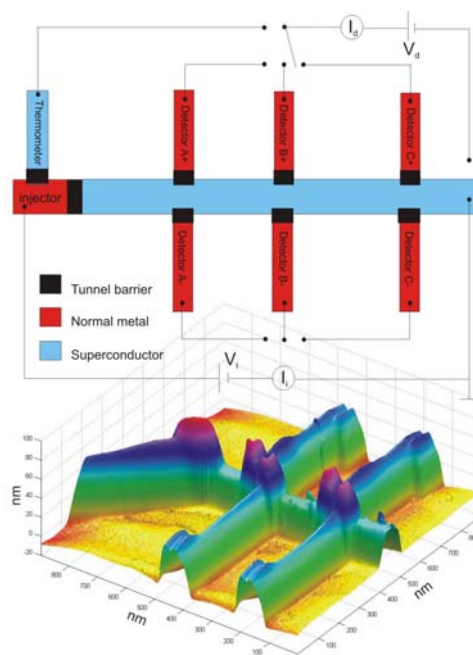


Рис. 3-06.

Верхняя панель: схематическое представление образца и измерений. Электронная температура инжектора (injector) из нормального металла измеряется НИС контактом "thermometer". Релаксация неравновесных частиц измеряется либо одиночным НИС детектором, либо - парой НИСИН контактов, равноудаленных от инжектора. Нижняя панель: микрофотография фрагмента образца, полученная силовым сканирующим микроскопом. На рисунке виден инжектор (левый массивный контакт) и две пары НИС детекторов [32].

Полезно обсудить ряд параметров с размерностью "температура", которые будут использованы для обсуждения результатов настоящей *Главы*. Параметр T соответствует температуре термостата, которая измеряется двумя резисторами из RuO_x , термически и механически надежно связанными со стенками камеры растворения и держателем образца.

Оба датчика были предварительно прокалиброваны по nuclear orientation thermometer и в процессе измерений их показания различались менее, чем на несколько мК.

T_e^i и T_e^d обозначают электронные температуры инжектора (i) и детектора (d), изготовленных из нормального металла (медь). Обе величины определялись из фитирования экспериментальных $I_i(V_i)$ и $I_d(V_d)$ зависимостей хорошо известным выражением для туннельного тока НИС контакта, когда неравновесными явлениями можно пренебречь (3.03). Электронная температура инжектора зависит от тока инжекции $T_e^i(I_i, T = const)$ за счет Джоулева разогрева. Несмотря на достаточно низкие по абсолютной величине токи инжекции, используемые в экспериментах, при сверхнизких температурах этот тривиальный эффект может привести к ощутимым величинам перегрева. При самых низких температурах термостата $T \simeq 20$ мК и максимальных токах инжекции $I_i \simeq 1$ мкА перегрев электронной подсистемы инжектора составлял $\delta T_e^i \equiv T_e^i - T \simeq 100$ мК. Следует сразу отметить, что в обсуждаемых экспериментах T_e^i - самая высокая "реальная" температура во всем образце. Как будет показано ниже, ряд параметров с размерностью "температура" будут существенно превосходить по величине T_e^i , что лишь свидетельствует об "эффективном" физическом смысле тех величин.

Электрон-фононное взаимодействие очень слабо при сверхнизких температурах [10], и теплопроводность длинной сверхпроводящей части "тела" образца - исключительно низка. Следовательно, эффект распространения тепла из "горячего" инжектора вдоль сверхпроводящего образца должен быть достаточно мал. Как следствие, разумно считать, что фононная температура удаленных детекторов - не должна сильно отличаться от температуры термостата T . В противоположность фононной, электронная температура нормального металла НИС детектора T_e^d , получаемая из фитирования выражением 3.03 экспериментальных $I_d(V_d, I_i = 0)$ зависимостей при нулевом токе инжекции - всегда выше температуры термостата T . Эффект типичен для гальваномагнитных измерений при сверхнизких температурах и связан с неизбежным разогревом электронной подсистемы электромагнитным излучением, проникающим через подводящие контакты. Этот канал разогрева может быть уменьшен за счет различного рода ВЧ фильтрации (см. Главу 1), но никогда не может быть сведен к нулю. При самых низких температурах термостата $T \simeq 20$ мК и нулевых токах инжекции $I_i \simeq 0$, прирост электронной температуры НИС детекторов $\delta T_e^d \equiv T_e^d - T$ варьировался для различных контактов, составляя от 10 до 40 мК, что является вполне достойным результатом, свидетельствующем о качестве используемых ВЧ фильтров. Т.к. каждый детектор изолирован от "горячего" инжектора

двумя туннельными НИС контактами, разделенными протяженным сверхпроводящим "телом" образца с малой теплопроводностью и термически хорошо связанным с подложкой (Si/SiO_x), разумно положить, что электронная температура детектора не зависит от тока инжекции I_i и определяется только уровнем электромагнитного шума, достигающим конкретный электрод: $T_e^d(I_i > 0, T) \simeq T_e^d(I_i = 0, T)$.

Параметр T_e^S обозначает электронную температуру сверхпроводника. Строго говоря, T_e^S должна быть определена из сложного энергетического баланса, параметры которого (например, теплопроводность границы металл-подложка), как правило, не достаточно точно определены. Из общих соображений можно ожидать, что при конечных токах инжекции $I_i > 0$ термодинамическая температура электронов в сверхпроводнике, которая входит в неравновесную функцию распределения $f_{L,T}^S(E, T_e^S)$, может быть выше фононной температуры $T_{phonon} \approx T$. Однако сразу следует заметить, что в рамках феноменологического описания, используемого в настоящей главе, параметр T_e^S не может быть определен. Более глубокое (микроскопическое) описание, которое, насколько известно автору, в настоящий момент отсутствует, должно быть применено для определения неравновесной и принципиально несимметричной по отношению к химическому потенциалу функции распределения $f_{L,T}^S(E, T_e^S)$. В противном случае, любое значение T_e^S , подставленное в симметричную функцию $f_{L,T}^S(E, T_e^S)$ (например - Фермиевскую) дает одинаковое значение туннельного тока для НИС контакта.

И, наконец, последний параметр с размерностью "температура" - T^* - характеризует энергетическую щель сверхпроводника Δ . Как будет показано ниже, инжекция неравновесных квазичастиц в сверхпроводник приводит, в том числе, и к подавлению щели. Соответственно, возможны два описания: либо непосредственно следующая из эксперимента зависимость $\Delta(I_i)$, либо можно "перевести" подавление щели в эффективную температуру T^* , используя стандартную (равновесную) БКШ зависимость. В последнем случае параметр T^* обозначает: какой равновесной температуре $T = T^*$ соответствует неравновесная щель $\Delta(I_i > 0) = \Delta_{BCS}(I_i = 0, T^*)$. Очевидно, что величина T^* - лишь удобный параметр для описания подавления щели и не имеет прямого отношения к "истинной" термодинамической температуре T_e^S . Как будет показано ниже, инжекция неравновесных носителей заряда в сверхпроводник приводит к различным эффектам. В частности, продольная мода (энергетический дисбаланс) не может быть полностью описана только подавлением щели Δ или, альтернативно - ростом эффективной температуры T^* .

Инжекция неравновесных квазичастиц в сверхпроводник приводит к отклонению

плотности состояний $N_S(E)$ и , как уже обсуждалось - функции распределения $f_{L,T}^S(E, T_e^S)$ от равновесных значений. При выполнении определенных условий, функция распределения может быть найдена деконволюцией экспериментальной туннельной характеристики [70], [71]. В общем случае, для нахождения неравновесной функции распределения сверхпроводника требуется самосогласованное решение уравнений Келдыша-Узаделя [63], что представляет технически исключительно трудную задачу. Для интерпретации наших результатов, мы будем использовать упрощенный подход постулируя идентичность функциональных форм функции распределения и плотности состояний с их равновесными значениями:

$$f_S(E, T_e^S, \mu_S) = \frac{1}{\exp[(E - \mu_S)/k_B T_e^S] + 1} \quad (3.05)$$

$$N_S(E, \Delta, \Gamma) = \left| \frac{\text{Re}(E + i\Gamma/2)}{\sqrt{(E + i\Gamma/2)^2 - \Delta^2}} \right| \quad (3.06)$$

Отклонение f_L^S от равновесного значения соответствует увеличению температуры T_e^S по сравнению с T , а отклонение f_T^S - конечному значению химического потенциала μ_S , измеряемого по отношению к уровню Ферми. Формально, если выражение 3.05 действительно соответствовало бы реальности, то три параметра T_e^S , μ_S и Γ были бы достаточны для описания неравновесного состояния сверхпроводника. Однако, как отмечалось выше, никакая симметричная функция, включая и Фермиевскую 3.05, не может даже качественно использоваться для нахождения туннельного тока НИС контакта, где сверхпроводящий электрод находится в неравновесном состоянии. Единственная роль использования заведомо неприменимого выражения 3.05 - конечное значений химического потенциала μ_S , физически связанного с зарядовым дисбалансом. Для анализа экспериментальных данных мы будем использовать три подстроечных параметра: Γ , характеризующий уширение плотности состояний [72], [73]; Δ - энергетическая щель сверхпроводника и μ_S - эффективный химический потенциал [74], [75]. Вышеперечисленные величины могут быть определены из экспериментальных $I_d(V_d)$ и dI_d/dV_d зависимостей. Еще раз следует подчеркнуть, что в рамках используемого феноменологического формализма термодинамическая температура сверхпроводника T_e^S не может быть определена.

Т. к. инжектируемые неравновесные квазичастицы должны релаксировать на определенных временах (или, эквивалентно - расстояниях), следует ожидать, что подстроечные параметры должны зависеть как от уровня накачки (энергии eV_i или тока $I_i = V_i G_{NN}^i$), так - и от расстояния между детектором и инжектором L_{id} .

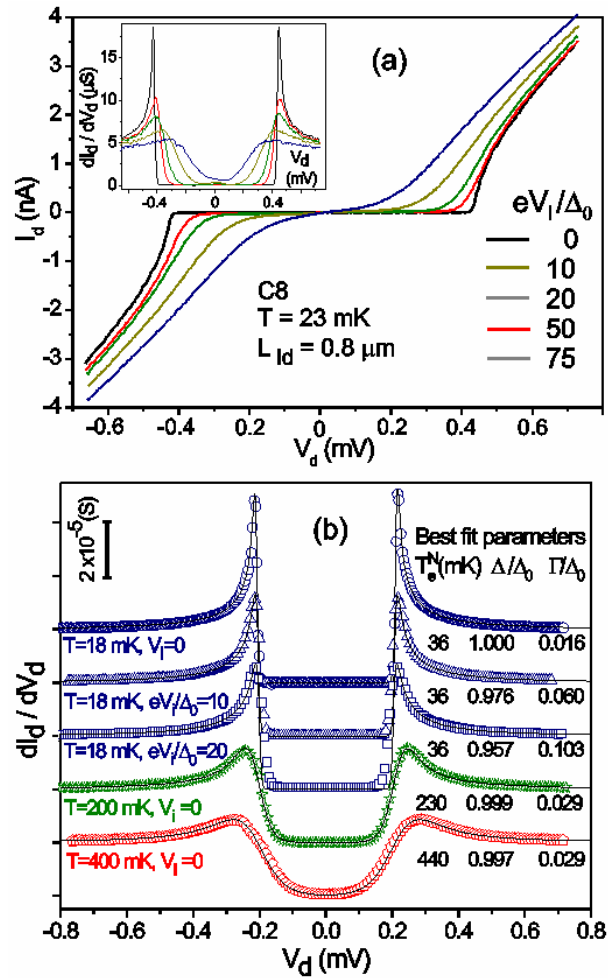


Рис. 3-07.

(а) Образец C8: экспериментальные ВАХ НИСИН детектора, расположенного на расстоянии $L_{id}=0.8$ мкм от инжектора, при различных энергиях накачки eV_i . На вставке приведены соответствующие dI_d/dV_d зависимости, полученные измерением фазочувствительным детектором первой гармоники сигнала, модулированного частотой 19 Гц. Слабая асимметрия, заметная при сильной инжекции, вероятно, является следствием неидеальной симметрии двух последовательно соединенных НИС контактов. (б) Образец C2: первые производные ВАХ НИС детектора, расположенного на расстоянии $L_{id}=2.8$ мкм от инжектора, и измеренные при температуре $T=18$ мК при трех энергиях накачки $eV_i/\Delta_0 = 0$ (○), 10 (△) и 20 (□); и при $T=200$ мК (★) и 400 мК (◇) при нулевой инжекции. Сплошные линии соответствуют расчетам с подгоночными параметрами, приведенными на рисунке [32].

Форма $I_d(V_d)$ ВАХ зависит от уровня инжекции квазичастиц (Рис. 3-07). Фитируя экспериментальные $I_d(V_d)$ и dI_d/dV_d данные можно определить соответствующие

энергетические, температурные и пространственные зависимости: $\Gamma(eV_i, T, L_{id})$ и $\Delta(eV_i, T, L_{id})$: Рис. 3-08 и 3-09. Размытие ВАХ при смещениях близких к щелевым [сглаживание "углов" при $eV_i \simeq \Delta(I_i)$] определяется параметром $\Gamma(I_i)$, входящим в выражение для плотности состояний сверхпроводника (3.06), и связанным с конечными временами жизни квазичастичных возбуждений [72], [73]. Для фиксированного тока инжекции I_i температурная зависимость $\Gamma(T, I_i = const, L_{id} = const)$ (правая вставка к Рис. 3-08), скорее всего, связана с более интенсивной релаксацией квазичастиц за счет неупругого рассеяния на фононах. Полное количество неравновесных квазичастиц, инжектируемых в сверхпроводник, пропорционально току инжекции I_i (или, альтернативно - энергии инжекции eV_i), но только часть из них $\sim \exp(-L_{id}/\sqrt{D\tau_r})$, где $D = \frac{1}{3}v_F\ell$ - коэффициент диффузии, достигает детектора, расположенного на расстоянии L_{id} от инжектора. При низких температурах время рекомбинации квазичастиц может быть оценено как $\tau_0/\tau_r \sim (T/T_c) \exp(-\Delta/k_B T)$, где τ_0 - характерное время электрон-фононного рассеяния [61], [76]. Эти достаточно простые соображения качественно объясняют обнаруженные пространственные, энергетические и температурные зависимости параметра распаривания Γ (Рис. 3-08). Однако для количественного анализа требуются более строгие модели, которые, вероятно, должны также включать и вклад электромагнитного окружения [77].

Пренебрегая фазой параметра порядка сверхпроводника, уравнение щели для потенциала спаривания Δ должно быть самосогласовано решено вместе с уравнением Келдыша-Узаделя: $\Delta = \lambda \int_0^\infty f_L^S(E, L_{id}) \text{Re}(F) dE$, где λ - константа электрон-фононного взаимодействия, F - аномальная амплитуда спаривания и $f_L^S(E, L_{id})$ - локальное значение продольной компоненты неравновесной функции распределения [63]. Для любого произвольного значения энергии E функция $f_L^S(E, L_{id})$ всегда меньше своего равновесного значения $\tanh(E/k_B T)$ [78] тем самым уменьшая Δ (Рис. 3-09). Эффект увеличивается с ростом температуры (вставка к Рис. 3-09а). Используя хорошо известную из модели БКШ температурную зависимость для сверхпроводящей щели, можно описать эффект подавления щели инжекцией квазичастиц ростом некой эффективной температуры T^* : $\Delta(T_e^S, I_i > 0, L_{id}) = \Delta_{BCS}(T^*, I_i = 0, L_{id})$ (Рис. 3-09b). Разумно положить, что вместе с пространственной релаксацией инжектируемых квазичастиц, подавление щели (альтернативно - рост T^*) тоже должно спадать на некоем характерном расстоянии λ_{T^*} : $T^*(L_{id}) = T^*(0) \exp(-L_{id}/\lambda_{T^*})$.

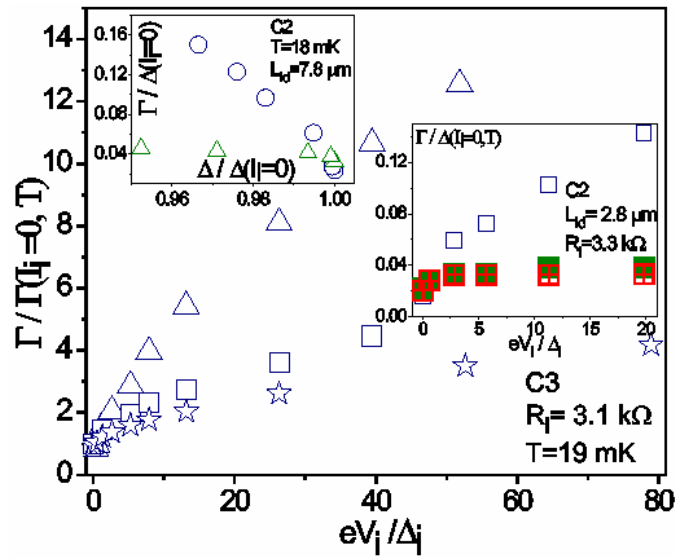


Рис. 3-08.

Образец C3: зависимость параметра распаривания Γ от энергии инжекции eV_i для трех детекторов, расположенных на расстоянии $L_{id} = 0.8$ (Δ), 2.8 ($\square$) и 7.8 ($\star$) мкм от инжектора. Левая вставка: зависимость параметра распаривания $\Gamma(I_i)$ от энергетической щели $\Delta(I_i)$, измеренных при одинаковых токах инжекции I_i на образце C2 с НИС детектором, расположенным на расстоянии $L_{id} = 7.8$ мкм при температурах $T = 18$ мК ($\circ$) и $T = 200$ мК (Δ). Правая вставка: образец C2, зависимость параметра распаривания Γ от энергии инжекции, полученная на одном и том же детекторе $L_{id} = 2.8$ мкм при различных температурах $T = 17.5$ ($\square$), 200 ($\blacksquare$) и 400 ($\boxplus$) мК [32].

Анализ экспериментальных данных дает для λ_{T^*} огромную (по микроскопическим масштабам!) величину $\lambda_{T^*} = 40 \pm 20$ мкм (вставка к Рис. 3-09b). Относительно большая погрешность $\sim 50\%$ связана со слабой температурной зависимостью $\Delta_{BCS}(T)$ при низких температурах $T \ll T_c$ и ограниченным количеством экспериментальных точек, равных количеству НИС детекторов в исследованных образцах (Рис.3-06). Еще раз полезно подчеркнуть, что T^* - не более чем удобный параметр, не имеющий прямого отношения к термодинамической температуре сверхпроводника T_e^S . Следует заметить, что в пределе интенсивной накачки квазичастиц и слабого электрон-электронного взаимодействия, может реализоваться сильно неравновесное состояние, когда введение термодинамической температуры T_e^S - проблематично. Однако величина энергетической щели $\Delta(I_i)$, или, альтернативно - $T^*(I_i)$, может быть получена из экспериментальных $I_d(V_d, I_i = \text{const})$ ВАХ.

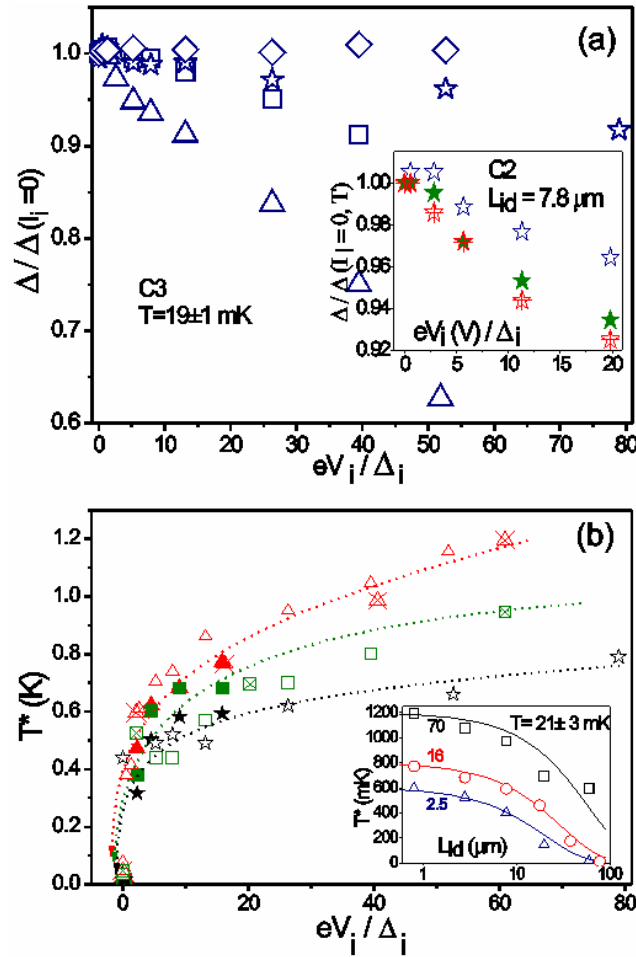


Рис. 3-09.

(a) Образец C3: зависимости энергетической щели Δ от энергии накачки eV_i , измеренные на различных расстояниях от инжектора $L_{id} = 0.8$ (Δ), 2.8 ($\square$), 7.8 ($\star$) и 17.8 ($\diamond$) мкм. Вставка: аналогичная зависимость, измеренная детектором на расстоянии $L_{id} = 7.8$ мкм при различных температурах $T = 17.5$ (полая звезда), 200 (заполненная звезда) и 400 (перечеркнутая звезда) мК. (b) Зависимости эффективной температуры T^* от энергии инжекции eV_i , измеренные на различных образцах: C3 (18 мК, полые символы), C2 (19 мК, заполненные символы) и C8 (24 мК, перечеркнутые символы) на расстояниях $L_{id} = 0.8$ (Δ), 2.8 ($\square$) и 17.8 ($\star$) мкм. Вставка: пространственные зависимости эффективной температуры T^* , усредненные по нескольким образцам при энергиях инжекции $eV_i/\Delta_i = 70$ ($\square$), 16 ($\circ$) и 2.5 (Δ). Линии проведены с использованием зависимости $\sim \exp(-L_{id}/\Lambda_{T^*})$ [32].

Мы считаем, что подавление энергетической щели $\Delta(I_i)$ (Рис. 3-09) и размытие плотности состояния $\Gamma(I_i)$ (Рис. 3-08) - два проявления одного и того явления: энергетического дисбаланса. Очень вероятно, что, в более общей (микроскопической) модели, на настоящий момент отсутствующей, обе моды возбуждения неравновесных носителей заряда -

продольная и поперечная - будут взаимосвязаны, согласовано описывая $\Delta(I_i)$ и $\Gamma(I_i)$ зависимости. В рамках стандартной БКШ модели форма ВАХ НИС контакта (выражение 3.03) определяется исключительно параметрами нормального электрода - его функцией распределения $f_N(E, V, T_e^N)$, и зависит от параметров сверхпроводника только через величину энергетической щели Δ . Температура сверхпроводника T_e^S дает вклад в форму ВАХ исключительно через температурную зависимость $\Delta(T_e^S)$. В равновесном состоянии $T_e^S = T_e^N = T_{phonon} = T$, и экспериментально наблюдаемое "размытие" ВАХ НИС контакта связано только с конечной температурой нормального электрода. Используемый в настоящей *Главе* подход для интерпретации экспериментальных данных отличается от стандартной модели БКШ введением параметра распаривания $\Gamma(I_i)$, входящего в выражение для плотности состояний 3.06 и дающего вклад в дополнительное (не термическое) уширение ВАХ. Использование для анализа "равновесного" выражения для туннельного тока (3.03), но - с модифицированной плотностью состояний (3.06) позволяет разделить влияние двух вкладов: $\Delta(I_i)$ и $\Gamma(I_i)$. Подавление щели конечным током инжекции $\Delta(I_i)$ приводит к "резким" ВАХ детекторов $I_d(V_d, I_i > 0)$, но с меньшим значением щелевой особенности $\Delta(I_i > 0) < \Delta(I_i = 0)$. Вклад конечного размытия плотности состояний $\Gamma(I_i)$ проявляется как "сглаживание" ВАХ при смещениях $eV_d \simeq \pm\Delta(I_i)$, которое не может быть объяснено увеличением температуры нормального электрода T_e^N в разумных пределах.

ВАХ детекторов, снятые при нулевых токах инжекции, могут быть достаточно аккуратно описаны равновесным выражением для тока НИС контакта (3.03) в предположении конечного, но весьма малого размытия плотности состояний: $\Gamma(I_i = 0)/\Delta(I_i = 0) \simeq 0.02$ (Рис. 3-07b) в согласии с существующими литературными данными [77]. Однако при конечных токах инжекции экспериментальные ВАХ $I_d(V_d, I_i > 0, T)$ не могут быть описаны в рамках стандартной модели БКШ, считая, что соответствующие величины возрасли по сравнению с температурой термостата: $T_e^S, T_e^N \gg T$. При достаточно низких температурах $T' \ll T_c$ форма экспериментальных $I_d(V_d, I_i > 0, T')$ ВАХ качественно отличается от равновесных зависимостей, полученных при больших температурах $I_d(V_d, I_i = 0, T'' > T')$ (Рис. 3-07b). Если положить, что при температуре термостата T уширение ВАХ объясняется исключительно ростом эффективной температуры $T_e^S = T^* > T$, то - то же самое значение температуры должно подставляться и в БКШ зависимость $\Delta(I_i, T) = \Delta_{BCS}(I_i = 0, T_e^S)$. Однако, оказывается, что следуя этому описанию надо полагать, что температура сверхпроводника существенно выше, чем самая "горячая" точка всей системы - нормальный инжектор: $T_e^S = T^*(I_i) \gg T_e^i(I_i)$, что явно противоречит здравому смыслу. Резюмируя, можно

прийти к выводу, что в рамках феноменологической модели для описания экспериментальных ВАХ при конечных токах инжекции (1) введение единой эффективной температуры T_e^S - не достаточно, и (2), как следствие - необходимо использование двух независимых параметров: $\Delta(I_i)$ и $\Gamma(I_i)$. Зависимости этих параметров от уровня инжекции - отличны. При достаточно низких температурах $T \ll T_c$ и не слишком больших энергиях инжекции $eV_i/\Delta_0 \lesssim 10$ эффект подавления щели достаточно мал: единицы процентов (Рис. 3-09а), в то время как при тех же самых уровнях инжекции увеличение параметра Γ весьма существенное (Рис. 3-08). С увеличением температуры зависимость $\Gamma(I_i)$ ослабевает (вставки на Рис. 3-08). Еще раз следует подчеркнуть, что введение двух параметров $\Delta(I_i)$ и $\Gamma(I_i)$ - результат используемого феноменологического подхода, постулирующего, что ВАХ детекторов могут быть правильно описаны стандартным выражением для туннельного тока НИС контакта (3.03) с плотностью состояний сверхпроводника, даваемого выражением 3.06. Хочется верить, что с дальнейшим развитием теории неравновесной сверхпроводимости вся совокупность экспериментальных данных может быть описана с использованием единой термодинамической температуры T_e^S , входящей в неравновесную функцию распределения $f_S(E, T_e^S)$.

Перейдем теперь к анализу другого интересного явления, проявляющегося при тех же самых экспериментах по инжекции неравновесных квазичастиц - зарядовому дисбалансу.

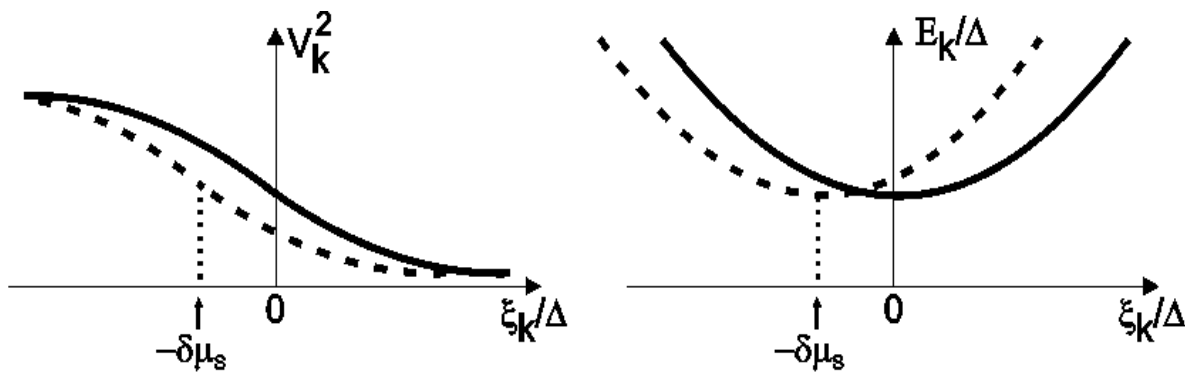


Рис. 3-10.

Влияние зарядового дисбаланса с избытком электроноподобных квазичастиц на плотность конденсата (левая панель) и спектр возбуждений (правая панель). Сплошные линии соответствуют равновесному состоянию, пунктирные - неравновесному.

Как уже отмечалось выше (выражение 3.01a), разность заселенностей электроноподобных и дырочноподобных ветвей спектра возбуждений $f_{k>} \neq f_{k<}$, приводит к появлению конечного тока НИС детектора при нулевом смещении - избыточному току: $I_d^{ex} \equiv I_d(V_d = 0)$. Эффект наблюдался как в ранних работах на тонких структурах типа "сэндвич" [64], так и в более поздних исследованиях на многоконтактных микроструктурах [66], [67], [68] и [69]. В рамках феноменологического описания [62], ненулевое значение избыточного тока связано с отклонением химического потенциала Куперовских пар μ_S от своего равновесного значения (выражение 3.04) (Рис. 3-10). Типичный пример фрагмента экспериментальной ВАХ НИС детектора в при смещениях, меньших щелевой особенности $eV_d \lesssim \Delta$, при различных уровнях инжекции квазичастиц приведен на Рис. 3-11a. Как и ожидалось, избыточный ток I_d^{ex} увеличивается с ростом энергии накачки и меняет знак при изменении полярности тока инжекции. Эффект ослабевает с увеличением расстояния между детектором и инжектором L_{id} (Рис. 3-11b) и ростом температуры (Рис. 3-11c). Слабая асимметрия избыточного тока по отношению к нулевому току инжекции (Рис. 3-11a), скорее всего, связана с присутствием в измерительной цепи плохо контролируемых паразитных термоэлектрических потенциалов за счет существенных температурных градиентов между предусилителями (при комнатной температуре) и образцом. Еще раз отметим, что при детектировании двумя равноудаленными НИС детекторами (Рис. 3.06), НИСИН конфигурация, избыточный ток I_d^{ex} всегда равен нулю за счет компенсации сигнала двумя НИС контактами, включенными с противоположной полярностью по отношению к сверхпроводнику.

Решение уравнения диффузии для зарядового дисбаланса Q^* приводит к выражению для избыточного тока:

$$I_d^{ex} = I_i \frac{F^* \Lambda_Q G_{NN}^d}{2e^2 N(0) D \sigma} \exp(-L_{id}/\Lambda_Q) \quad (3.07)$$

где для наших образцов $N(0)=1.08 \times 10^{47}$ 1/Дж $\times$ м³ - плотность состояния алюминия на уровне Ферми (в нормальном состоянии), а F^* - медленно меняющаяся функция равная 0 при $V_i=0$ и 1 при $eV_i \gg \Delta_i$ [62]. Подстановка соответствующих значений: $\ell=20$ нм, $v_F=1.36 \times 10^6$ м/с, $D = \frac{1}{3} v_F \ell$ и сечения сверхпроводящего канала $\sigma=25$ нм $\times$ 400 нм дает удовлетворительное согласие для экспериментальных зависимостей $I_d^{ex}(eV_i)$ (Рис. 3-11b). Полученное значение для длины релаксации зарядового дисбаланса Λ_Q варьируется от 3.5 мкм до 6.5 мкм, что находится в разумном согласии с существующими литературными данными [66], [67], [68], [69] и [79].

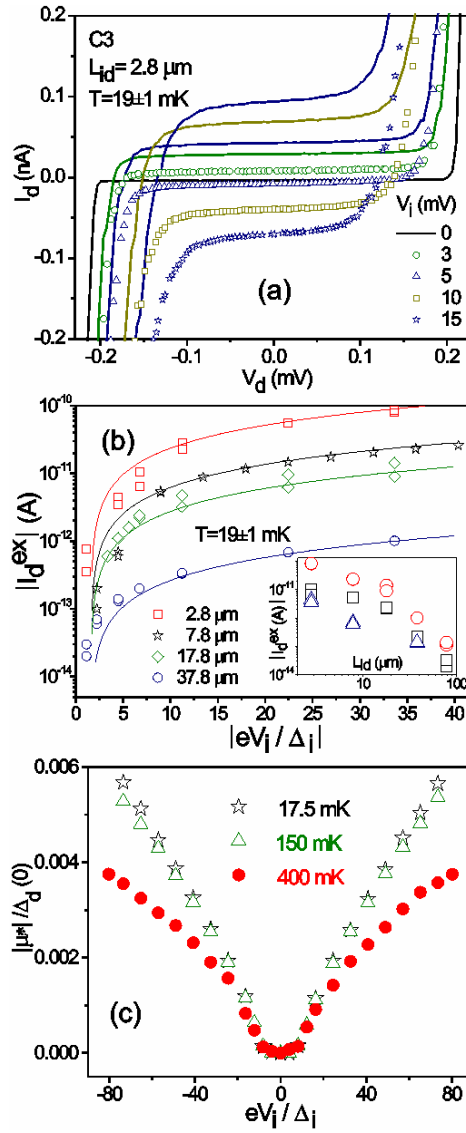


Рис. 3-11.

Образец С3. (а) Фрагменты экспериментальных ВАХ при смещениях, меньших щелевой особенности $eV_d \lesssim \Delta$, для НИС детектора, находящегося на расстоянии $L_{id}=2.8$ мкм от инжектора при различных уровнях инжекции, указанных на рисунке. Сплошные кривые соответствуют тем же значениям инжекции, но - с противоположной полярностью. (b) Зависимость избыточного тока I_d^{ex} детектора от энергии инжекции eV_i/Δ_i для различных расстояний L_{id} между детектором и инжектором. Сплошные кривые - расчеты с использованием параметра $\Lambda_Q=3.6, 3.6, 5.2$ и 6.4 мкм для детекторов с $L_{id} = 2.8, 7.8, 17.8$ и 37.8 мкм, соответственно. Вставка: пространственная зависимость избыточного тока, измеренная при энергиях инжекции $|eV_i/\Delta_i|=33.8$ ($\circ$), 6.7 ($\square$) и 4.5 ($\triangle$). (c) Зависимость химического потенциала $\mu^* \equiv \mu_S$ от энергии инжекции, измеренная при различных температурах одним и тем же НИС детектором на расстоянии $L_{id} = 7.8$ мкм от инжектора [32].

Слабая температурная зависимость релаксации зарядового дисбаланса $Q^* \sim I_d^{ex} \sim \delta\mu_S$ при сверхнизких температурах (Рис. 3-11) объясняется достаточно просто: при слабом эффективном электрон-фоонном взаимодействии единственным каналом релаксации остается лишь упругое рассеяние на неоднородностях / неізотропностях энергетической щели и/или конечная величина сверхтока [62]. В противоположность этой (поперечной) моде возбуждения, энергетическая релаксация (продольная мода) всегда требует присутствия неупругого рассеяния. При сверхнизких температурах $k_B T \ll \Delta$ концентрация равновесных фононов не достаточна для эффективной энергетической релаксации. Единственным источником фононов, с энергиями большими, чем температура, может быть распространение Джоулева тепла из "горячего" инжектора. Однако, как уже обсуждалось выше, даже в случае максимальных токов инжекции, рост электронной температуры инжектора составляет $\delta T_e^i \lesssim 100$ мК, что существенно меньше, чем минимальная энергия 2Δ , требуемая для формирования Куперовской пары из электроподобной и дырочноподобной квазичастиц. Однако, как было обнаружено выше, раз энергетическая релаксация хоть медленно, но все-таки происходит на масштабах $\lambda_{T^*} \simeq 40$ мкм, должен существовать соответствующий канал рассеяния. Например, испускание и поглощение неравновесных фононов или фотонов, может обеспечить соответствующий механизм релаксации. Естественно этот канал рассеяния тоже должен давать конечный вклад и в релаксацию зарядового дисбаланса. Обнаруженное существенное различие характерных масштабов релаксации $\lambda_Q < \lambda_{T^*}$ подтверждает наше предположение, что при сверхнизких температурах упругое рассеяние - принципиально важный механизм релаксации зарядового дисбаланса.

Существенное различие величин λ_Q и λ_{T^*} при сверхнизких температурах $k_B T \ll \Delta$ находится в согласии с теоретическими представлениями [61], [76]. Анализ точного выражения, когда упругим рассеянием можно пренебречь $(T_c - T)/T_c \ll (\tau_E T_c)^{-2/3}$, где τ_E - характерное время энергетической релаксации (в единицах $1/K$) [45], позволяет заключить, что единственным условием, когда всегда $\lambda_Q \gg \lambda_E \simeq \lambda_{T^*}$ является высокотемпературный предел $T \rightarrow T_c$. Формально это наблюдение эквивалентно утверждению, что в нормальном состоянии не существует канала релаксации зарядового дисбаланса, и соответствующее время стремится к бесконечности при приближении к T_c . Обсуждаемые эксперименты проводились при сверхнизких температурах $T \ll T_c$, где не существует *a priori* справедливого соотношения между λ_Q и λ_{T^*} , следующего из существующих теоретических представлений.

Положения, выносимые на защиту, и представление результатов.

Впервые на одних и тех же гибридных микроструктурах из алюминия и меди измерены при сверхнизких температурах пространственные, энергетические и температурные характеристики зарядового и энергетического дисбаланса, возникающего при инжекции в сверхпроводник из нормального металла через туннельный барьер неравновесных квазичастичных возбуждений.

1. Показано, что вся совокупность экспериментальных результатов может быть описана феноменологической моделью, предполагающей справедливость равновесного выражения для туннельного тока НИС контакта с использованием при каждой фиксированной температуре T трех подгоночных параметров, зависящих от тока инжекции квазичастиц I_i и расстояния до инжектора L_{id} : $\Gamma(I_i, L_{id}, T)$ - уширение плотности состояний ; $\Delta(I_i, L_{id}, T)$ - энергетическая щель сверхпроводника и $\mu_S(I_i, L_{id}, T)$ - эффективный химический потенциал Куперовских пар.

2. Показано, что пространственная релаксация неравновесных квазичастичных возбуждений в алюминии может быть описана экспоненциальной зависимостью с характерным масштабом $\lambda_Q=5\pm1.5$ мкм и $\lambda_{T^*}=40\pm20$ мкм для зарядового и энергетического дисбаланса, соответственно.

Основные результаты этой главы были опубликованы [32] и докладывались на отечественных [80] и международных конференциях [81], [82], [83], [84], [85].

Глава 4

Квантовая нелокальность в сверхпроводящих наноструктурах

Введение

Нелокальность свойств обычно проявляется когда пространственная характеристика некого физического процесса сравнима с масштабом изменения вынуждающего поля. Классическим примером может служить аномальный скин эффект. При достаточно высоких частотах глубина проникновения электромагнитного поля в металл δ_{skin} может стать меньше длины свободного пробега электрона ℓ . Для правильного расчета силы, действующей на носители заряда между столкновениями $e\mathbf{E}(x)$, необходимо производить интегрирование по соответствующему объему, приводя к принципиально нелокальной связи тока с электрическим током - нелокальному закону Ома:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \frac{3}{4\pi\rho\ell} \int \frac{\Re[\Re \times \mathbf{E}(\mathbf{r}')] \exp(-\Re/\ell)}{\Re^4} d\mathbf{r}' \quad (4.01)$$

где $\Re = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ и ρ - удельное сопротивление материала.

В ранних классических работах Пиппардом было выдвинуто предположение, что волновая функция сверхпроводника должна иметь характерный размер ξ_0^{Pip} , который следует из соотношения неопределенностей [86]: только электроны в энергетическом "слое" порядка $k_B T_c$ вблизи уровня Ферми могут принимать участие в эффекте сверхпроводимости, и при этом неопределенность их момента $\delta p \approx k_B T_c / v_F$. Таким образом, если отождествить характерный размер ξ_0^{Pip} с неопределенностью местоположения, то можно получить:

$$\xi_0^{Pip} \approx \frac{\hbar v_F}{k_B T_c} \quad (4.02)$$

Т. к. параметр ξ_0^{Pip} характеризует минимальный размер волнового пакета "сверхпроводящих носителей заряда", можно ожидать нелокального взаимодействия с полем $\mathbf{A}(\mathbf{r})$, если оно существенно меняется на масштабе $\lambda_L \lesssim \xi_0^{Pip}$. В полной аналогии с нелокальной электродинамикой нормальных металлов, Лондоновская глубина проникновения λ_L соответствует скин слою δ_{skin} , а ξ_0^{Pip} - длине свободного пробега электрона ℓ . Экстраполируя идеи нелокальной электродинамики на уравнения Лондонов, Пиппард предложил соответствующее нелокальное выражение, связывающее величину сверхтока $\mathbf{J}_S$ в точке $\mathbf{r}$ с

векторным потенциалом $\mathbf{A}$:

$$\mathbf{J}_S(\mathbf{r}) = \frac{3}{4\pi\xi_0^{Pip}\Lambda} \int \frac{\Re[\Re \times \mathbf{A}(\mathbf{r}')] \exp(-\Re/\xi_0^{Pip})}{\Re^4} d\mathbf{r}' \quad (4.03)$$

где $\Lambda = m/e^2 n_S$ - феноменологический параметр модели, связанный с плотностью сверхпроводящих электронов n_S . Дальнейшее развитие физики конденсированного состояния показало, что большинство одноэлементных сверхпроводящих материалов как раз характеризуются соотношением $\lambda_L < \xi_0^{Pip}$ (так называемые, сверхпроводники 1-го рода) и для них принципиален учет нелокальности 4.03.

Полезно заметить, что с точностью до численного коэффициента выражение 4.02 соответствуют длине когерентности сверхпроводника, следующей из микроскопической модели БКШ $\xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta = 0.18 \times \xi_0^{Pip}$. Исследуемые в этом разделе сверхпроводящие наноструктуры относятся к, так называемому, "грязному пределу" $\ell \ll \xi_0$, когда рассеяние электронов существенно. В этом случае длина когерентности ξ выражается как:

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{\ell} \quad (4.04)$$

Увеличение глубины проникновения магнитного поля λ_L в "грязном" сверхпроводнике (по сравнению с Лондоновской глубиной для чистого предела λ_{L0}), следующее из соотношений 4.03 и 4.04, было позднее подтверждено экспериментально в сплавах олово-свинец, где длина пробега электрона ℓ может меняться в достаточно широких пределах. Резюмируя, следует отметить, что феноменологически введенная Пиппардом нелокальная электродинамика 4.03 не только качественно правильно описывает экспериментальную реальность, но и, как было показано позднее, следует из точной микроскопической модели БКШ.

Постановка задачи

Задачей настоящего раздела является не исследование нелокальной связи сверхтока с полем 4.03, а ее квантовомеханический аналог - нелокальный отклик параметра порядка сверхпроводника. Как хорошо известно, макроскопически когерентное сверхпроводящее состояние может быть описано, так называемым, *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 $\Delta = |\Delta| e^{i\varphi}$ - одинакова. 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

$$|\Delta(\mathbf{r})| = \int N |\Delta(\mathbf{r}')| \frac{\exp(-\Re/\xi_\Delta)}{\Re} d\mathbf{r}' \quad (4.05)$$

, должен совпадать с Пиппардовской длиной когерентности ξ_0^{Pip} , связывающей сверхток с магнитным полем 4.03. В выражении 4.05 N - нормировочный коэффициент, определяемый условием самосогласования $|\Delta(\mathbf{r})| = |\Delta(\mathbf{r}')|$ при $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$. Несмотря на то, что соотношение 4.05 было предложено достаточно давно [87], соответствующие экспериментальные исследования, требующие изготовления сверхпроводящих структур субмикронных размеров, стали возможны только относительно недавно [88], [89].

Описание нелокального вклада в магнетосопротивление было предложено в теоретических работах [90], [91]. Эксперименты [88], [92], [93] показали присутствие нелокальности и качественно подтвердили модель [90], [91]. На базе вышеназванных результатов был сделан вывод, что соответствующий масштаб нелокальности определяется длиной когерентности Гинзбурга-Ландау $\xi_{GL}(T)$. Однако ряд вопросов остается открытым.

Проверка правильности функциональной зависимости 4.05 и определение величины ξ_Δ составляют основное содержание настоящего раздела.

Эксперимент

Формально можно было бы технически решить задачу экспериментального исследования пространственной распределенности параметра порядка $\Delta(\mathbf{r})$ при помощи сканирующего туннельного микроскопа (СТМ). Однако, есть два существенных ограничения. Во-первых, сигнал СТМ связан не с параметром порядка, а - со сверхпроводящей плотностью состояний. Возможен пересчет, однако - уже на базе каких-то модельных представлений. Во-вторых, все "классические" сверхпроводники 1-го рода (с большой длиной когерентности) - Al, Sn, Pb, In, Zn, Ta - химически активные металлы. Как следствие, их поверхность - достаточно "грязная" и сильно затрудняет исследования СТМ.

В настоящей работе был использован качественно другой подход. Хорошо известно, что в замкнутом сверхпроводящем контуре параметр порядка осциллирует в магнитном поле с периодом Φ/Φ_0 , где $\Phi = \Sigma \times B$ - магнитный поток через кольцо, $\Phi_0 = h/2e$ - квант магнитного потока. Площадь Σ должна быть не слишком большой - чтоб обеспечить достаточное разрешение по магнитному полю, ни - слишком малой - чтоб можно было бы пренебречь монотонной составляющей подавления сверхпроводимости током. Для контура с

площадью Σ порядка нескольких мкм^2 , изготовленного из типичных сверхпроводников 1-го рода, последнее условие выполняется для нескольких периодов осцилляций, когда магнитное поле существенно ниже критического значения $\delta B = \Phi_0/\Sigma \ll B_c$. При этом ожидается, что соответствующий (нелокальный) отклик должен наблюдаться в удаленных от контура точках структуры. Очевидно, что детали нелокального взаимодействия должны зависеть от граничных условий и конкретной геометрии эксперимента.

С целью экспериментальной проверки гипотезы нелокального взаимодействия методом взрывной электронно-лучевой литографии и вакуумного напыления (см. *Главу I*) был изготовлен ряд алюминиевых наноструктур различной геометрии (Рис. 4-01) [94]. В первом классе образцов (Рис. 4-01, левая панель) сверхпроводящий контур находился в единой электрической цепи с удаленными участками системы. Во втором (Рис. 4-01, правая панель) - гальваномагнитные свойства кольца и примыкающих участков могли измеряться отдельно. Типичная ширина линии составляла 100 нм и площадь контура Σ - порядка нескольких мкм^2 . В зависимости от толщины алюминиевой пленки (от 20 нм до 80 нм) критическая температура сверхпроводящего перехода варьировалась от 1.35 К до 1.2 К [6] с типичной экспериментально регистрируемой шириной δT_c от 10 мК до 30 мК.

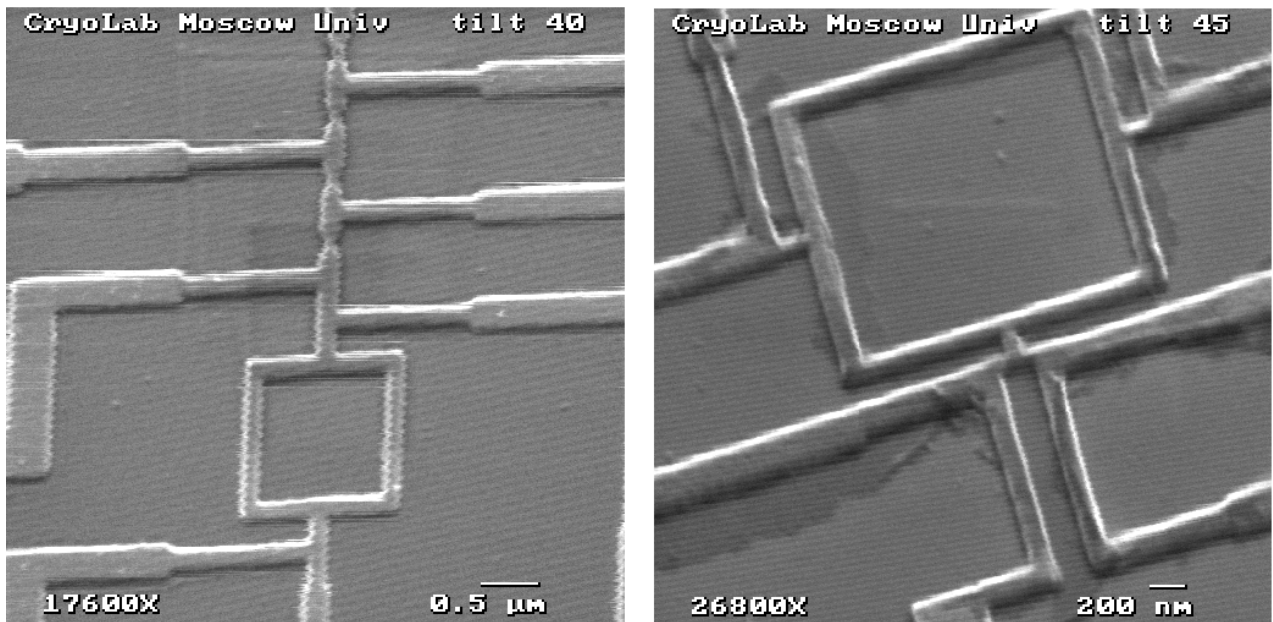


Рис. 4-01.

Микрофотографии типичных алюминиевых наноструктур, использованных для исследования нелокального взаимодействия [94].

Измерения производились в откачиваемом диффузионным насосом гелиевом криостате с минимально достижимой температурой 0.95 К. Стабильность температуры порядка ± 0.1 мК обеспечивалась двухступенчатой системой с обратной связью: электронным маностатом и ПИД контроллером, питающим малоинерционный нагреватель. Магнитное поле Земли компенсировалось μ -металлическим экраном, снижающим его до уровня ниже 1 мкТ. Большинство гальваномагнитных измерений производилось 4-х контактным методом на переменном токе с частотой 19 Гц с использованием фазочувствительных детекторов и запитываемых от батарей предусилителей с уровнем шума порядка $1 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$.

Классический метод исследования квантовых осцилляций - эффект Литтла - Паркса [95] - заключается в регистрации магнетосопротивления двухсвязного сверхпроводника в резистивном состоянии $R(B, I = \text{const}, T^*)$ при фиксированной температуре T^* слегка ниже критической. За счет неизбежной неоднородности образца разрушение сверхпроводимости магнитным полем всегда происходит в некотором конечном интервале магнитных полей [96], в котором как раз и наблюдаются осцилляции Литтла-Паркса (Рис. 4-02). Природа (начального) участка с отрицательной монотонной составляющей магнетосопротивления, по всей видимости, не имеет прямого отношения к нелокальному взаимодействию и, скорее всего, связана с резистивной аномалией, часто наблюдаемой в сверхпроводящих наноструктурах в области фазового перехода [88], [97], [98].

Анализ результатов

Нами были проведены эксперименты в достаточно широком диапазоне температур ниже точки сверхпроводящего перехода. Следует заметить, что, строго говоря, результаты модели [90], [91] применимы только в области, так называемого, *паракондактанса* - в непосредственной близости от точки сверхпроводящего перехода $R(T) \approx R_N$. Тем не менее, разумно ожидать, что, по крайней мере, качественные выводы модели можно экстраполировать на область более низких температур. Если предположить, что есть только две "взаимодействующие" точки $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$, то выражение 4.05 принимает простую алгебраическую форму, справедливость которой относительно просто проверить экспериментально:

$$|\Delta(\mathbf{r})| = |\Delta(\mathbf{r}')| \exp(-|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/\xi_\Delta). \quad (4.06)$$

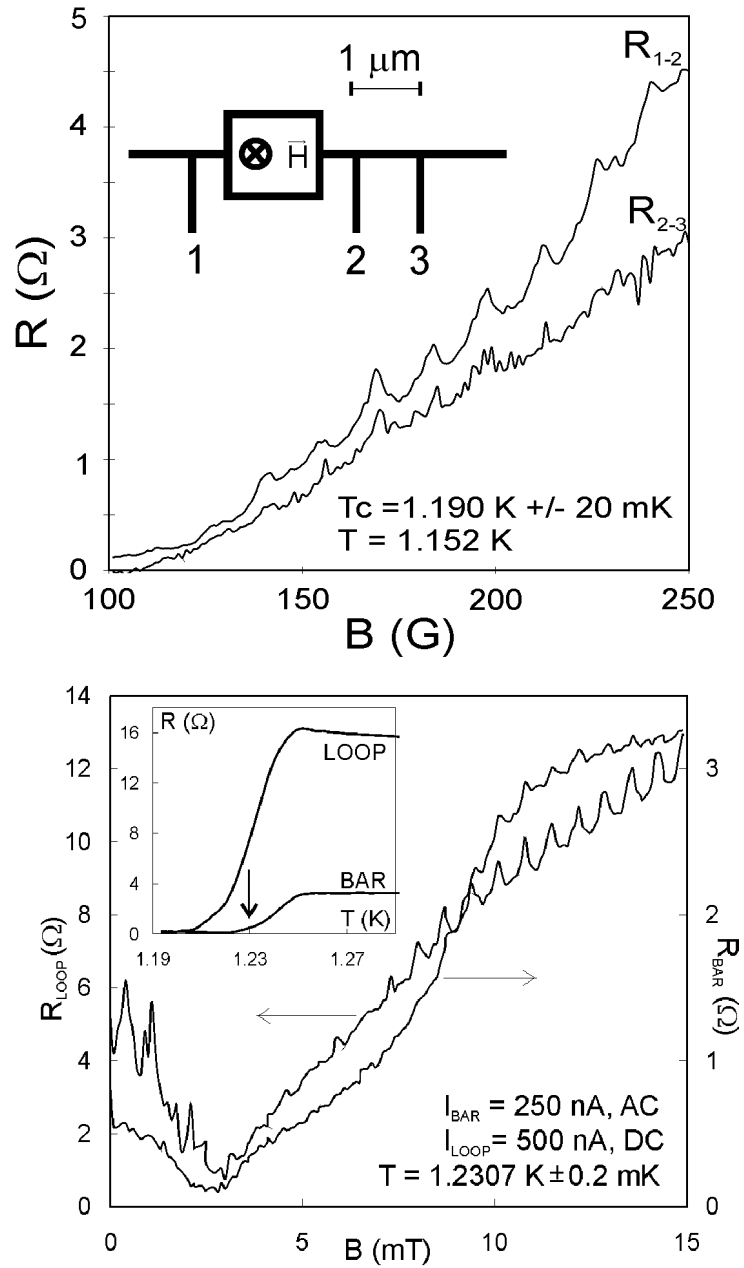


Рис. 4-02.

Типичные зависимости сопротивления сверхпроводника от приложенного магнитного поля для структур, схематически представленных на вставке к верхней панели. Четко прослеживаются осцилляции, накладываются на монотонную зависимость $R(T = \text{const} < T_c, B)$ как кольца, так - и удаленных участков. На вставке к нижней панели приведены соответствующие сверхпроводящие переходы в нулевом поле $R(T, B = 0)$, стрелкой обозначена температура, при которой снимались зависимости основного рисунка. Область отрицательного магнетосопротивления (нижняя панель), по все видимости, связана с резистивной аномалией (см. текст) [99], [94].

Для однородной квазиодномерной структуры с пренебрежимо малым диамагнитным откликом, корректное описание конечного сопротивления $0 \leq R(T, B) \leq R_N$ может быть получено либо, как указывалось выше - в области паракондактанса $R(T, B) \approx R_N$, либо, наоборот - в области $R(T, B) \ll R_N$, когда конечное сопротивление является следствием флуктуаций параметра Δ порядка в "почти" сверхпроводящем образце [35]. Применительно к эффекту Литтла-Паркса, который объясняется периодической модуляции критической температуры двухсвязного сверхпроводника магнитным полем $T_c(B)$, можно сделать интуитивно справедливое предположение, что изменение магнетосопротивления в резистивном состоянии должно быть пропорционально изменению критической температуры:

$$\delta R(T = \text{const}, B) \propto -\delta T_c(B) \quad (4.07)$$

, где $\delta T_c(B) \equiv T_c(B) - T_c^{\text{env}}(B)$, а $T_c^{\text{env}}(B)$ описывает монотонное подавление критической температуры магнитным полем. Аналогично, $R^{\text{env}}(T = \text{const}, B)$ соответствует монотонной составляющей магнетосопротивления, на которую накладываются осцилляции Литтла-Паркса: $\delta R(T = \text{const}, B) \equiv R(T = \text{const}, B) - R^{\text{env}}(T = \text{const}, B)$. Комбинируя выражения 4.06, 4.07 и тривиальную взаимосвязь $T_c \sim \Delta$ можно получить удобное для анализа экспериментальных данных соотношение:

$$\delta R(\mathbf{r}, T = \text{const}, B) \propto \delta R(\mathbf{r}', T = \text{const}, B) \exp(-|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/\xi_R) \quad (4.08)$$

Применительно к двухсвязным структурам типа Рис. 4-01 физический смысл соотношения 4.08 исключительно прозрачен: осцилляции магнетосопротивления должны быть максимальны в кольце, но и в удаленных (от кольца) точках структуры их амплитуда должна оставаться конечной, экспоненциально спадая на характерной длине порядка ξ_R . Следует заметить, что опять-таки *a priori* не очевидно, что характерная длина ξ_R , описывающая нелокальный эффект Литтла-Паркса, совпадает с введенной в выражении 4.05 длиной ξ_Δ .

Как было показано в работах [90], [91], величина ξ_R идентична длине когерентности Гинзбурга-Ландау $\xi_{GL}(T) = \xi_{GL}(0) [1 - T/T_c]^{1/2}$, где критическая температура квадратного сверхпроводящего контура со стороной w зависит от магнитного поля:

$$T_c(B) = T_c^{\text{env}}(B) \left[1 - \left(\frac{\xi_{GL}(0)}{w} \right)^2 \left(n - \frac{w^2 B}{\Phi_0} \right)^2 \right] \quad (4.09)$$

, где квантовый номер n выбирается таким образом, чтобы для данного магнитного поля B критическая температура $T_c(B)$ была бы максимальной [65]. Следует отметить, что выражение 4.09 дает независимую от магнитного поля амплитуду осцилляций критической температуры $\delta T_c(B)$. Коррекции, связанные с конечной шириной линии δw реальных образцов [96], [89], не учитывались, т. к. при расчетах их вклад оказался пренебрежимо мал для использованных структур Рис.4-01 с $\delta w/w \leq 0.1$. Для монотонной зависимости $T_c^{env}(B)$ использовалось стандартное соотношение для критической температуры тонкой пленки в параллельном магнитном поле

$$T_c^{env}(B) = T_c^{\parallel}(B) = T_c(0) \left[1 - \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{d_{eff} \xi_{GL} B}{\Phi_0} \right)^2 \right] \quad (4.10)$$

, где d_{eff} - эффективная толщина "стенки" кольца, которая должна быть одного порядка с геометрической шириной линии $\delta w \sim 100$ нм.

Используя приведенные выше соотношения, можно показать, что экспериментально измеряемая величина $\ln(\delta R_{LOOP}/\delta R_{BAR})/[1 - T/T_c(B)]^{1/2}$ должна быть пропорциональна отношению $L_{eff}/\xi_{GL}(0)$, где L_{eff} - расстояние между точками наблюдения. Для структур Рис. 4-01 ожидается, что величина $L_{eff} = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ должна быть одного порядка с расстоянием между кольцом и участком, где наблюдаются нелокальные осцилляции Литтла-Паркса. Рис. 4-03 демонстрирует разумное согласие с экспериментом, где расстояние L_{eff} достаточно хорошо совпадает с соответствующими геометрическими размерами: длина "шейки" (правая вставка) или расстояние между кольцом и серединой отрезка (левая вставка). При фитировании наилучшее согласие с экспериментом получалось при выборе критической температуры T_c^0 , совпадающей с вершиной сверхпроводящего перехода в нулевом поле $R(T_c^0, B = 0) \approx R_N$. Из наклона экспериментальных точек на Рис. 4-03 можно определить длину когерентности $\xi_{GL}(0) = (0.20 \pm 0.02)$ мкм, которая находится в хорошем согласии ($\leq 10\%$) с расчетным значением $\xi_{GL}(0) = 0.85\sqrt{\ell\xi_0}$, где использовалось табличное значение для алюминия $\xi_0 = 1.6$ мкм. Длина свободного пробега $\ell \approx 30$ нм определялась из величины проводимости в нормальном состоянии и табулированным значением $\rho\ell = 6 \times 10^{-16}$ Ом·м². Вертикальный сдвиг точек на Рис. 4-03 формально связан с утверждением лишь о *пропорциональности* соответствующих амплитуд осцилляций 4.08, а не - точным равенством. Неизвестный коэффициент может зависеть как от температуры, так и от магнитного поля, что, вероятно, и приводит к вертикальному сдвигу экспериментальных точек на Рис. 4-03.

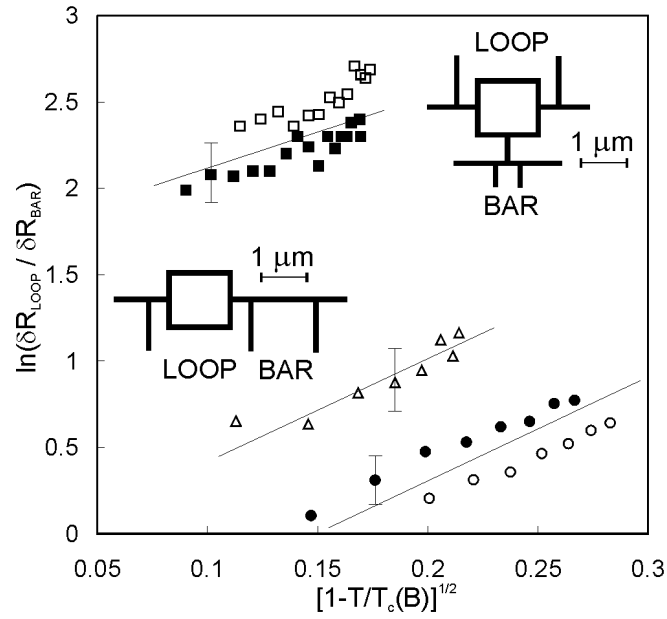


Рис. 4-03.

Зависимости логарифма отношений амплитуд осцилляций Литтла-Паркса в кольце δR_{LOOP} и в точке наблюдения δR_{BAR} от $[1 - T/T_c(B)]^{1/2} \sim 1/\xi_{GL}$. Структура Ar511E (правая вставка): $T_c^0 = 1.270$ K, $L_{eff} = 0.7$ мкм, $T = 1.227$ K ($\square$) и $T = 1.231$ K ($\blacksquare$). Структура Ar4B (левая вставка): $T_c^0 = 1.225$ K, $L_{eff} = 1.2$ мкм, $T = 1.163$ K ($\triangle$). Структура Ar1 (левая вставка): $T_c^0 = 1.270$ K, $L_{eff} = 1.0$ мкм, $T = 1.152$ K ($\bullet$) и $T = 1.141$ K ($\circ$). На вставках приведены схематические рисунки соответствующих структур [94].

Следует сразу заметить, что приведенный выше анализ содержит ряд недостатков. Первая проблема связана с природой "размытого" участка резистивного состояния сверхпроводников. Модель нелокального взаимодействия [90], [91] справедлива только в области паркондактанса $R(T) \approx R_N$, в то время как для получения экспериментально детектируемой амплитуды нелокальных осцилляций Литтла-Паркса на практике используется существенно более широкий диапазон температур ниже точки сверхпроводящего перехода - Рис. 4-02 и 4-03. Постулированное (линейное) соотношение 4.07 между вариацией сопротивления и критической температуры в магнитном поле в таком (широком) температурном интервале не имеет под собой строгого теоретического обоснования. Вторая проблема связана с предположением, что в нулевом магнитном поле критическая температура одинакова по всему образцу. К сожалению, во всех реальных микроструктурах это положение не выдерживается: критическая температура зависит от координаты как за счет хорошо известного для низкоразмерных сверхпроводников (но не имеющего всеми признанного теоретического объяснения!) размерного эффекта, так и за счет неизбежной неоднородности

образцов.

Формально, описанная методика определения характерной длины ξ_R требует знания лишь отношения амплитуд осцилляций в двух точках $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$ (в отрезке и в кольце). Знание точного значения монотонной составляющей $R^{env}(T = const, B)$ не обязательно. Однако, в истинной области паракондуктанса $R(T^* < T_c, B \rightarrow B_c(T^*)) \approx R_N$ амплитуда осцилляций как в кольце $\delta R(\mathbf{r}', B)$, так и в удаленной точке $\delta R(\mathbf{r}, B)$ настолько малы, что количественный анализ затруднен. Как следствие, при анализе результатов данные $R(T = const, B)$, полученные как при больших полях, так и очень малых (отрицательное магнетосопротивление), не принимались во внимание - Рис. 4-02 и 4-03.

Неопределенность полученной величины ξ_R - достаточно велика и составляет порядка 15% - 20%. Тем не менее, данные позволяют сделать однозначный вывод, что постулированная пропорциональность 4.07 выполняется в указанной области полей и результаты могут быть интерпретированы в рамках "упрощенного" нелокального взаимодействия 4.08 с характерной длиной ξ_R , совпадающей с длиной когерентности Гинзбурга-Ландау $\xi_{GL}(T)$.

Для получения более детальной информации и, в частности - определения длины нелокальности ξ_Δ , необходим учет пространственной вариации параметра порядка $\Delta(\mathbf{r})$ (или, альтернативно - критической температуры $T_c(\mathbf{r})$) и соответствующего решения интегрального уравнения 4.05. Нами была восстановлена фазовая диаграмма в координатах температура - магнитное поле Рис.4-04а. Каждая точка Рис.4-04а - результат измерения температурной зависимости сопротивления в фиксированном (перпендикулярном) магнитном поле $R(T, B = const < B_c(T))$. Учитывая конечную ширину перехода, определение критической температуры, до известной степени - вопрос договоренности. В этих экспериментах полагалось, что $R(T_c, B) = R_N/2$, где - R_N сопротивление в нормальном состоянии. Форма $R(T, B = const)$ зависимостей была постоянной в магнитных полях до 20 мТ. В более сильных полях наблюдалась некая "деформация" формы перехода по сравнению с $R(T, B = 0)$ зависимостью, но эти данные не принимались во внимание при анализе результатов.

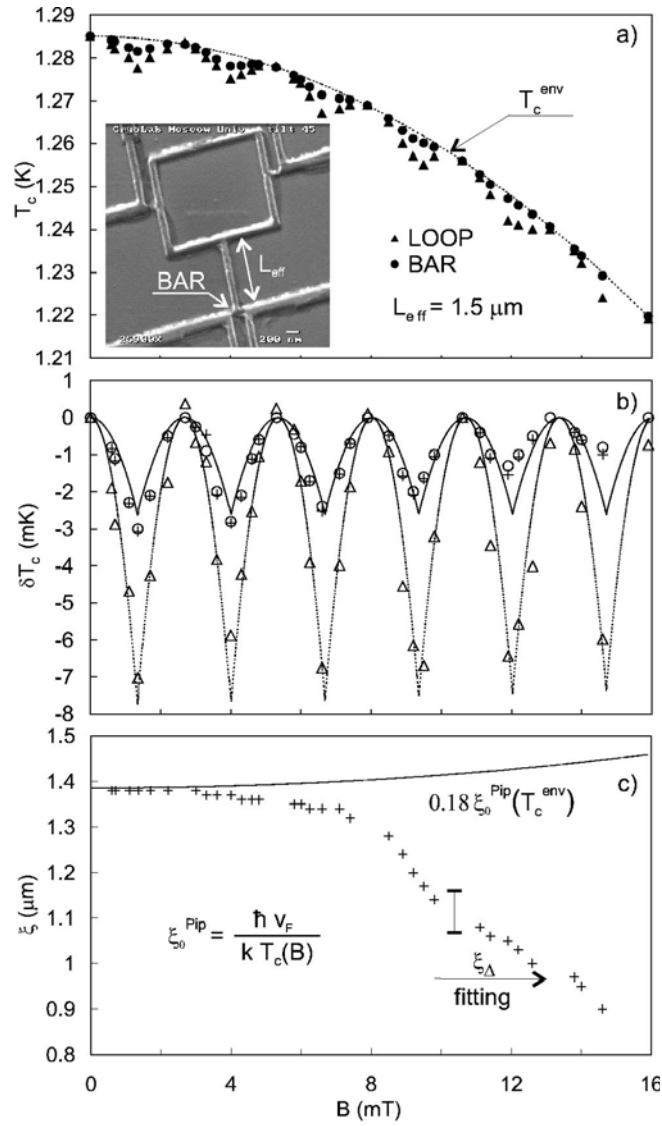


Рис. 4-04.

(a) Экспериментальная T - B фазовая диаграмма кольца ($\blacktriangle$) и удаленного отрезка ($\bullet$) для структуры, показанной на вставке. Пунктирная линия - расчетное значение $T_c^{env}(B)$. (b) Вариация критической температуры в магнитном поле $\delta T_c(B) \equiv T_c(B) - T_c^{env}(B)$: экспериментальные значения для кольца ($\triangle$) и отрезка ($\circ$). Пунктирная линия соответствует расчету для осцилляций критической температуры в кольце (соотношения 4.09 и 4.10). Сплошная линия - расчету для удаленного отрезка на базе упрощенного выражения 4.06 с длиной нелокальности $\xi_\Delta = 0.18 \xi_0^{Pip}[T_c^{env}(B)] = \xi_0[T_c^{env}(B)]$. "+" соответствуют численным решениям интегрального уравнения 4.05 для удаленного отрезка с корреляционной длиной ξ_Δ из нижней панели рисунка. (c) Зависимости от магнитного поля корреляционной длины ξ_Δ (+) и эффективной длины когерентности $0.18 \xi_0^{Pip}[T_c^{env}(B)]$ (сплошная линия) [94].

Здесь опять уместно остановиться на, скорее всего, паразитном явлении - резистивной аномалии - увеличению экспериментально наблюдаемого сопротивления в области сверхпроводящего перехода. Эффект плохо воспроизводится и типично проявляется как наличие различных "шишек" на зависимости $R(T)$. Природа эффекта будет подробно обсуждаться пятой *Главе*. Сейчас следует лишь отметить, что если, как указывалось выше, критическая температура определяется как некая выделенная точка на $R(T)$ зависимости (например, как $R(T_c) = R_N/2$), то резистивная аномалия может быть формально интерпретирована как увеличение критической температуры магнитным полем [100], [101]. По этой причине для воссоздания $T - B$ фазовых диаграмм нами либо использовались структуры, где резистивная аномалия не наблюдалась (Рис. 4-04), либо - при температурах вдали от соответствующих немонотонностей на $R(T, B = 0)$ зависимостях.

На Рис. 4-04b данные с верхней панели того же самого рисунка перестроены - исключена монотонная составляющая $T_c^{env}(B)$. Можно заметить, что амплитуда осцилляций критической температуры δT_c в кольце постоянна в полном соответствии с выражением 4.09, а вот аналогичная величина для удаленной точки (примыкающего отрезка) - спадает в магнитном поле. Это наблюдение находится в очевидном противоречии с наивным предположением, что корреляционная длина ξ_Δ должна стремиться к бесконечности с приближением к критической точке, как - длина когерентности Гинзбурга-Ландау $\xi_{GL}(B) = \xi_{GL}(0) [1 - T/T_c(B)]^{1/2}$ или - в модели БКШ $\xi_0(B) = \hbar v_F / \pi \Delta(B)$. Численное решение интегрального уравнения 4.05 показывает, что экспериментальные результаты 4-04b описываются *спадающей* в магнитном поле длиной нелокального взаимодействия (Рис. 4-04с). С точностью $\pm 10\%$ для нескольких начальных периодов осцилляций ξ_Δ совпадает с зависимой от магнитного поля длиной когерентности $0.18 \xi_0^{Pip}[T_c^{env}(B)] = \xi_0[T_c^{env}(B)]$. В более сильных полях корреляционная длина ξ_Δ уменьшается (Рис. 4-04с). Качественно аналогичные результаты были получены для всех исследованных структур. Следует заметить, что длина ξ_Δ в несколько раз превышает длину когерентности в "грязном пределе" $\approx \sqrt{\ell \xi_0}$.

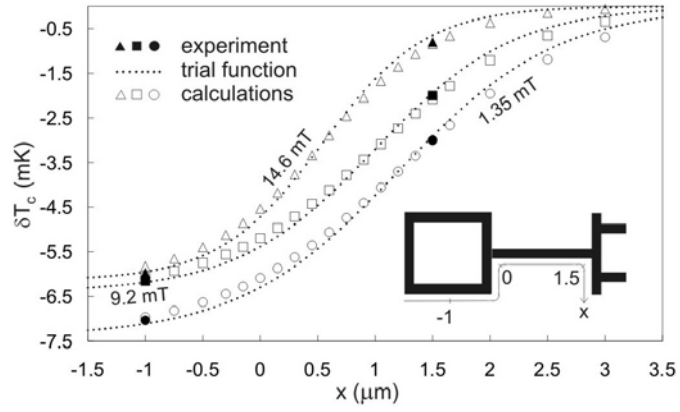


Рис. 4-05.

Пространственная зависимость вариации критической температуры δT_c для нескольких значений магнитного поля, указанных на рисунке. Открытые символы - решение интегрального уравнения 4.05. Сплошные символы - экспериментальные данные, аналогичные Рис.4-04. На вставке показана схематика образца с указанием координат [94].

Численное решение интегрального уравнения 4.05 позволяет получить зависимость вариации критической температуры $\delta T_c \sim \Delta$ от координаты (Рис. 4-05). Для структур с "шейкой" (Рис. 4-05, и вставка к правой панели Рис. 4-01), где расстояние между кольцом и удаленным отрезком $|x_{loop} - x_{bar}|$ достаточно точно определено геометрией образца, для заданного магнитного поля B можно экспериментально получить только две точки: $\delta T_c(x = x_{loop}, B)$ и $\delta T_c(x = x_{bar}, B)$. Для структур с несколькими измерительными контактами (Рис. 4-01 (левая панель)) согласие с расчетами существенно хуже. По всей видимости, наличие нескольких электродов и, как следствие - участков с эффективно большим сечением, чем остальная часть, приводит к нетривиальной (немонотонной?) пространственной зависимости $\delta T_c(x, B = 0)$ вдоль образца. Этот паразитный эффект, в свою очередь, приводит к необходимости решения интегрального уравнения 4.05 с плохо определенными граничными условиями.

Предложенный формализм дает достаточно простой метод анализа различных проявлений нелокального эффекта Литтла-Паркса. Например - нелокальные осцилляции критического тока. Для "локализации" точки наблюдения, были изготовлены многоконтактные структуры с сужениями (Рис. 4-06, вставка). Если известна критическая температура $T_c(x, B)$, то соответствующий критический ток может быть получен при помощи хорошо известной зависимости $I_c(T) \sim T^{3/2}$, следующей из модели Гинзбурга-Ландау для квазиодномерного

канала:

$$I_c(x, T, B) = I_c(x, 0, B) \left[1 - \frac{T}{T_c(x, B)} \right]^{3/2} \quad (4.11)$$

Справедливость выражения 4.11 для исследованных структур в локальном пределе $x = 0$ была проверена построением зависимости $I_c(T) \sim T^{3/2}$ в нулевом магнитном поле. Пример нелокальных осцилляций критического тока $I_c(x = x_{bar}, T = const, B)$ приведен на Рис. 4-06. Причина резкого падения абсолютного значения критического тока (огнивающей) после первого периода осцилляций не вполне ясна. Модель предсказывает монотонное уменьшение абсолютного значения критического тока с увеличением приложенного магнитного поля, на которое должна накладываться осциллирующая зависимость. Не исключена возможность, что указанное резкое падение абсолютного значения может быть связано с резистивной аномалией. По крайней мере, нет оснований считать, что этот странный эффект как-то связан с природой нелокального взаимодействия.

Амплитуда осцилляций критического тока $\delta I_c(x, T, B)$ спадает в магнитном поле аналогично амплитуде осцилляций критической температуры $\delta T_c(x, B)$ (Рис. 4-06b). Последнее наблюдение качественно подтверждает справедливость соотношения 4.11. Как уже отмечалось, для многоконтактных структур (Рис. 4-06, вставка) количественный расчет функциональной зависимости $I_c(x \neq 0, T = const, B)$ достаточно проблематичен. Дополнительно к экспериментальным точкам $I_c(x = x_{bar}, T = const, B)$ на Рис. 4-06 сплошной линией построена зависимость в локальном пределе $x \rightarrow 0$, соответствующая осцилляциям критического тока в кольце. К сожалению, в исследованной конфигурации (Рис. 4-06, вставка) экспериментальное определение критического тока в кольце затруднено: измеряемый сигнал между контактами 1 и 2 (Рис. 4-06, вставка) характеризует критический ток самого слабого звена (скорее всего - участка между электродом и кольцом), а не кольца, где плотность инжектируемого тока меньше. Тем не менее, хорошо прослеживается качественное соответствие как периода, так и амплитуды экспериментально измеряемых нелокальных осцилляций в удаленных точках $I_c(x = x_{bar}, T = const, B)$ соответствующим зависимостям в кольце $I_c(x = 0, T = const, B)$.

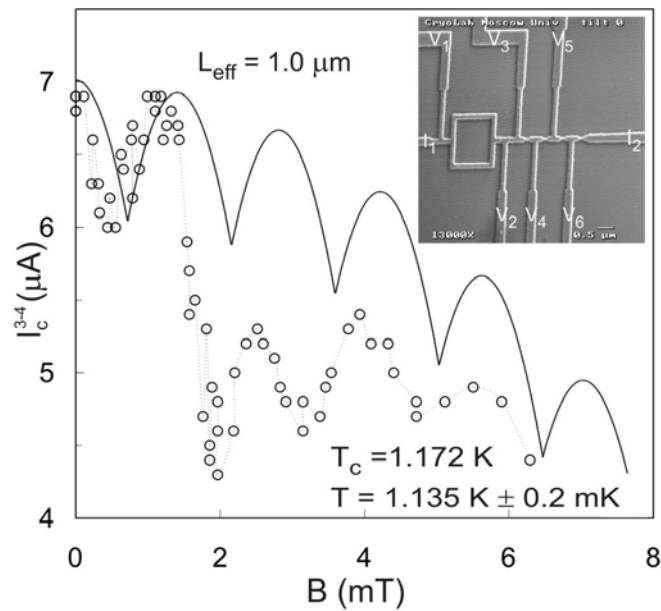


Рис. 4-06.

Осцилляции критического тока, измеряемого между контактами 3 и 4 в магнитном поле ($\circ$). Для определения экспериментального значения критического тока использовался критерий $V(I_c) = 1$ мкВ. Сплошная линия соответствует модели в локальном пределе $x = 0$ (в кольце). В расчетах для величины критического тока в нулевом поле $I_c(x = 0, B = 0)$ использовалось значение, измеренное в отрезке (см. текст). На вставке приведена микрофотография исследованной структуры [94].

В заключение можно отметить, что в алюминиевых структурах типа Рис. 4-01 четко наблюдается эффект Литтла-Паркса - осцилляции критической температуры: как в локальном пределе (в кольце) $T_c(x = 0, B)$, так и - в нелокальном: в удаленных от контура точках $T_c(x > 0, B)$. Связанные эффекты также прослеживаются: осцилляции эффективного сопротивления $R(x = \text{const}, T = \text{const} < T_c, B)$ и критического тока $I_c(x = \text{const}, T = \text{const} < T_c, B)$. Нелокальные магнетоосцилляции сопротивления качественно могут быть описаны упрощенной моделью нелокального взаимодействия 4.08 с корреляционной длиной ξ_R , совпадающей с длиной когерентности Гинзбурга-Ландау ξ_{GL} [90], [91]. Количественный анализ нелокальных осцилляций критической температуры требует решения интегрального уравнения 4.05. Расчеты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом если положить, что корреляционная длина ξ_Δ спадает в магнитном поле (Рис. 4-04). Ошибки определения ξ_R и ξ_Δ составляют $\sim 20\%$ и $\sim 10\%$, соответственно. Несмотря на относительно высокую ошибку, можно однозначно заключить, что поведение этих величин в магнитном поле качественно отличается - Рис. 4-03 и 4-04. Однако следует иметь в виду,

что эквивалентность ξ_R и длины когерентности Гинзбурга-Ландау ξ_{GL} была установлена на базе *постулированной* справедливости упрощенного соотношения для нелокального взаимодействия 4.06, которое не имеет строгого теоретического обоснования. Подход был использован для анализа нелокальных осцилляций эффективного сопротивления (выражение 4.08) в широком температурном интервале $0 \leq R(T) \leq R_N$ с использованием интуитивного соотношения между вариацией сопротивления и критической температуры (выражение 4.07). Обнаруженная идентичность ξ_R и ξ_{GL} может оказаться как просто совпадением, так и, что более вероятно - малостью количественного отличия, не разрешаемого в пределах экспериментальных ошибок измерений. Используя более общее соотношение 4.05, для корреляционной длины $\xi_\Delta [T_c(B)]$ следует качественно отличная зависимость от магнитного поля. Если характерные длины когерентности ξ_{GL} , $\xi_0^{Pip} [T_c(B)]$ и ξ_0 расходятся в критической точке $T_c(B) \rightarrow 0$, то ξ_Δ - наоборот уменьшается (Рис. 4-04с).

Необходимо подчеркнуть, что в настоящем разделе нелокальное взаимодействие исследовалось в транспортных экспериментах в области резистивного состояния сверхпроводника. Строго говоря, эта задача - принципиально неравновесная, где необходимо учитывать проникновение конечного электрического поля из нормального металла в сверхпроводник и релаксацию неравновесных квазичастичных возбуждений. Этот важный аспект не принимался во внимание при анализе экспериментальных данных. Хочется надеяться, что в дальнейшем (в более развитых моделях) неравновесность сверхпроводника будет учтена.

Положения, выносимые на защиту, и представление результатов.

Проведено экспериментальное исследование нелокального взаимодействия в алюминиевых микроструктурах.

1. Показано, что нелокальные магнетоосцилляции сопротивления качественно могут быть описаны упрощенной моделью нелокального взаимодействия 4.08 с корреляционной длиной ξ_R , совпадающей с длиной когерентности Гинзбурга-Ландау ξ_{GL} , в соответствии с моделью [90], [91].

2. Показано, что нелокальные магнетоосцилляции критической температуры описываются корреляционной длиной ξ_Δ , которая уменьшается с ростом магнитного поля.

3. Показано, что нелокальные магнетоосцилляции критического тока качественно описываются моделью, принимающей во внимание нелокальные магнетоосцилляции

критической температуры.

Основные результаты этой главы были опубликованы в рецензируемых изданиях [94], [102], [99] и докладывались на отечественных [103] и международных конференциях [104], [105], [106].

Глава 5

Аномалия резистивного перехода в сверхпроводящих наноструктурах

Введение

Начиная с самых ранних стадий исследования сверхпроводимости, резкое падение сопротивления ниже критической температуры T_c считалось неотъемлемым атрибутом сверхпроводимости. С развитием тематики, периодически стали появляться сообщения, что в непосредственной близости точки перехода измеряемое сопротивление $R(T \approx T_c)$ может *превосходить* соответствующее значение в нормальном состоянии $R_N \equiv R(T \gtrsim T_c)$. В случае относительно неоднородных квазидвумерных и трехмерных образцов, этот странный эффект может просто объясняться нетривиальным распределением линий тока между электродами [107], [108], приводящим к эффективному увеличению измеряемого сопротивления, определяемого в типичном эксперименте как $R(T) \equiv V(T)/I$, где $I = \text{const.}$

В начале 90-х годов, с бурным развитием нанотехнологий, появился ряд сообщений, где исследовалась форма $R(T)$ перехода субмикронных сверхпроводящих структур. В области достаточно размытых по температуре переходов, на $R(T)$ зависимостях наблюдались различного рода "шишки" и, в ряде, случаев, измеряемое сопротивление $R(T) = V(T)/I$ в узком температурном интервале $T \approx T_c$ могло превышать соответствующее значение в нормальном состоянии R_N [100], [109], [101], [110], [111] (Рис. 5-01). Эффект, получивший название *резистивная аномалия*, был плохо воспроизводим, зависел от выбора конкретной пары потенциальных электродов (в многоконтактных структурах) и подавлялся как сильным измерительным током, так и магнитным полем. Было предложено несколько объяснений этого явления: особенности флуктуационной сверхпроводимости в квазиодномерных системах субмикронных размеров [112], [97]; зарядовым дисбалансом в области границы нормальный металл - сверхпроводник [109], [113] и формированием центров проскальзывания фазы [100]. Однако, не смотря на уже более чем 20-летнюю историю исследования, до сих пор отсутствует общепринятое мнение, и продолжают появляться работы, акцентирующие внимание на этой аномалии.

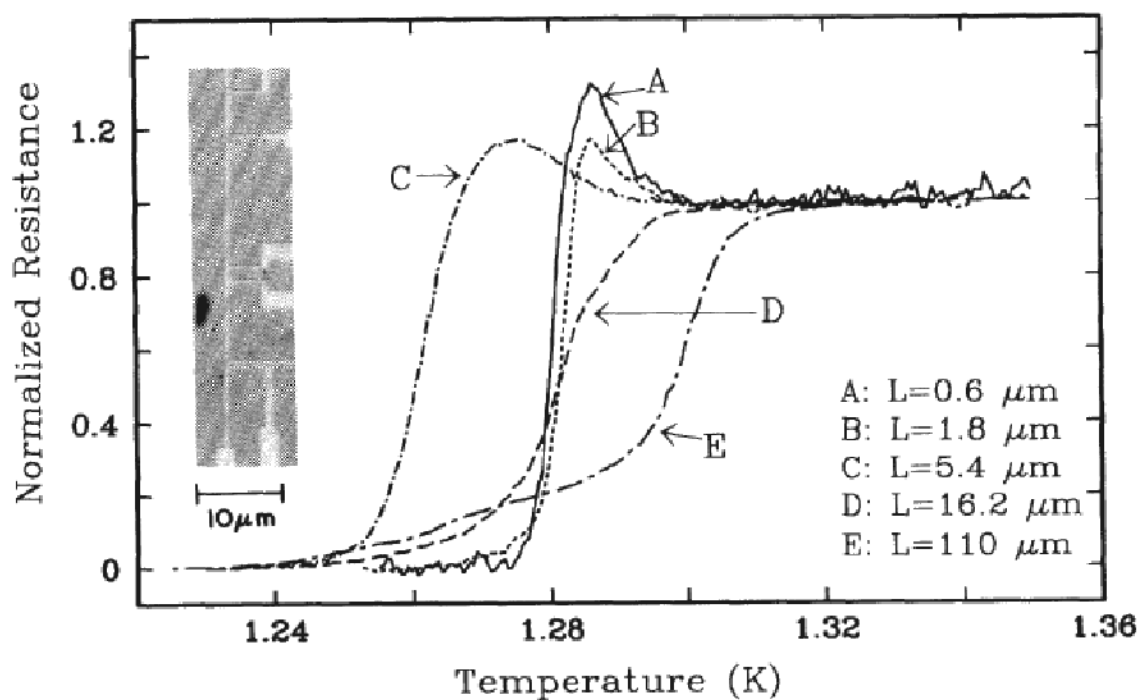


Рис. 5-01.

Экспериментальные зависимости сопротивления от температуры $R(T)$, измеренные между различными парами контактов одной и той же алюминиевой наноструктуры, представленной на вставке [100].

Постановка задачи

Задачей настоящего раздела является **исследование аномалии резистивного перехода $R(T)$ в сверхпроводящих наноструктурах**: проведение независимых экспериментов и построение модели, дающей теоретическое описание явления.

Эксперимент

Как уже отмечалось, в ряде работ обращалось внимание, что резистивная аномалия - плохо воспроизводимый эффект. Принимая во внимание это замечание, была поставлена технологическая задача изготовления различных по геометрии сверхпроводящих наноструктур, пригодных для проведения гальваномагнитных транспортных измерений. В качестве наиболее подходящего материала был взят алюминий с чистотой 99.999%, а для подложек использовался как чистый или оксидированный кремний, так и - специально изготовленный "сэндвич": кремний, покрытый слоем оксида алюминия толщиной 200 нм. Ожидалось, что второй тип подложек должен уменьшить механические напряжения в тонкопленочных металлических наноструктурах, неизбежно возникающие при охлаждении до криогенных температур материалов с различными коэффициентами термического расширения. Как выяснилось позже, принципиальной разницы между стандартными

подложками и "сэндвичами" не оказалось: резистивная аномалия наблюдалась в обоих случаях. Методом стандартной электроннолучевой литографии и направленного вакуумного напыления были получены алюминиевые наноструктуры различной геометрии и толщинами от 30 нм до 90 нм (Рис. 5-02). Типичная ширина линии как самого "образца" (конкретного участка между потенциальными электродами) w , так и измерительных контактов w_{probe} была порядка 100 нм. Расстояние между электродами, длина "образца" L , делалось различным: от 0.5 мкм до нескольким микрометров. Отношение сопротивлений образца, измеренных при комнатной и гелиевых температурах $RRR = R(T = 300K)/R(T = 4.2K)$, варьировалось от 1.2 до 2.5, что соответствует длине свободного пробега ℓ от 20 нм до 70 нм, получаемой с использованием табулированной, в разных источниках, величины для алюминия $\rho\ell = (6 \pm 2) \times 10^{-16}$ Ом*м². Как типично для алюминиевых тонкопленочных наноструктур [6], критическая температура T_C (в данном контексте относительно размытых $R(T)$ переходов - начало сверхпроводящего перехода, когда сопротивление еще не существенно ниже соответствующей величины в нормальном состоянии: $0 \ll R(T_C) \lesssim R_N$) увеличивается с уменьшением минимального размера системы (толщины пленки), и для исследованных образцов варьировалась от 1.2 К (самые "тонкие") до 1.4 К (самые "толстые").

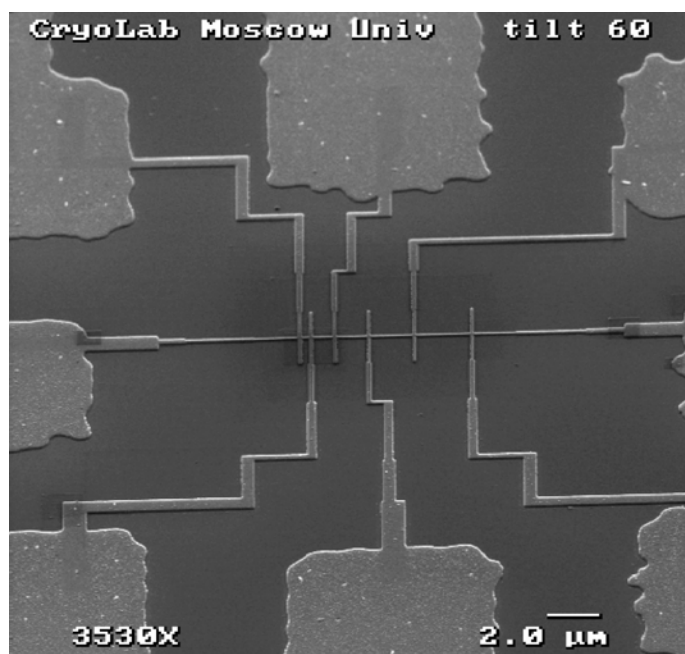


Рис. 5-02.

Микрофотография типичной структуры, полученная растровым электронным микроскопом [114].

Измерения проводились в откачиваемом диффузионным насосом гелиевом криостате, позволяющим работать несколько часов при температуре порядка 1 К. Температура гелиевой ванны измерялась полупроводниковым диодом, предварительно откалиброванным по прецизионному термометру LakeShore DT470 с абсолютной точностью порядка 10 мК. Выше 1.5 К калибровка была также проведена по таблицам давления паров гелия. При необходимости температура могла стабилизироваться при помощи двухступенчатой системы с обратной связью: электронным маностатом и ПИД контроллером, питающим малоинерционный нагреватель, обеспечивая стабильность температуры порядка ± 0.1 мК на уровне $T = 1$ К. Магнитное поле до 10 мТ создавалось медным соленоидом. Магнитное поле Земли компенсировалось μ -металлическим экраном, снижающим его до уровня ниже 1 мкТ.

При монтаже наноструктур особое внимание уделялось защите от статических зарядов: все контакты были заземлены на чипе и удалялись только после подсоединения вставки с образцом к измерительной установке. Внешние электронные устройства связывались с образцом через систему многоступенчатых RLC фильтров, подавляющих электромагнитные наводки. Большинство измерений проводилось четырехконтактным методом на многотерминальных структурах (Рис. 5-02) как на постоянном, так и переменных токах с использованием фазочувствительной методики. Следует отметить, что в типичных измерениях зависимостей $R(T)$ использовался режим стабилизации тока и, в том числе - достаточно малые значения вплоть до $I_{ac} = 50$ нА. При этом эффективное сопротивление определялось как $R(T) = V_{ac}(T)/I_{ac}$. В этом режиме измерений особое внимание должно уделяться исключению паразитного постоянного тока в цепи образца. В противном случае, измеряемый фазочувствительным детектором сигнал, отличается от сопротивления $V_{ac}(T)/I_{ac}$, будучи также пропорционален производной $dV_{ac}(T)/dI_{ac}$. С этой целью при измерениях на переменном токе генератор низкой частоты (типично - 19 Гц) изолировался от цепи образца низкошумящим трансформатором EG&G1900.

Зависимости $R(T)$ были измерены для большого количества многотерминальных наноструктур. Во многих экспериментах не было обнаружено никаких особенностей. Хотя следует отметить, что, как правило, детальная форма $R(T)$ перехода отличалась даже для близкорасположенных участков одной и той же структуры. Последнее наблюдение подтверждает вывод о неоднородности тонкопленочных структур, изготовленных методом взрывной литографии. Около 20% образцов (комбинаций токовых и потенциальных контактов) продемонстрировали искомый эффект - в области резистивного перехода увеличение сопротивления $R(T)$ выше соответствующего значения в нормальном состоянии

R_N (Рис. 5-03). Для конкретной многотерминальной структуры аномалия могла четко прослеживаться для одной комбинации контактов, в то время как для другой - отсутствовать. Никакой определенной корреляции между амплитудой аномалии и длиной образца L (расстоянием между потенциальными контактами) установить не удалось. Хотя необходимо отметить, что в структурах с $L \gtrsim 2$ мкм эффект не наблюдался. Сказанное также относится и к толщине структур: в области толщин от 30 нм до 90 нм аномалия обнаруживалась с одинаковым успехом в различных образцах. Топология системы также, по всей видимости, не имеет принципиальной роли: эффект наблюдался как в односвязных образцах (отрезки), так - и в структурах, содержащих замкнутые контура.

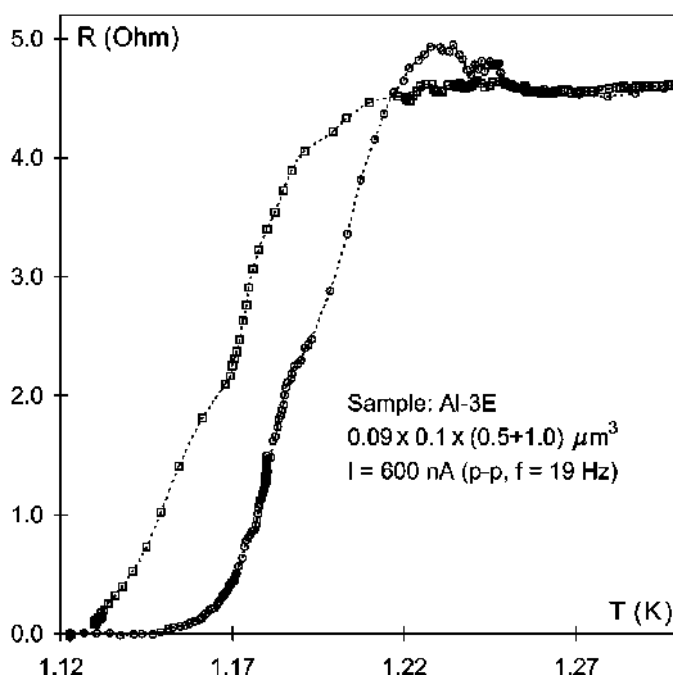


Рис. 5-03.

Типичный пример экспериментальных $R(T)$ зависимостей (○), демонстрирующих резистивную аномалию. После отогрева до ~ 50 мК и повторного измерения (□) - аномалия отсутствует[98].

Было обнаружено, что для одной и той же комбинации контактов наблюдение резистивной аномалии зависит от "истории" эксперимента. Например, повторное измерение после отогрева системы до ~ 50 К может привести к исчезновению эффекта (Рис. 5-03). Для заданной пары потенциальных контактов, форма резистивного перехода $R(T)$ зависит от выбора токовых контактов (Рис. 5-04).

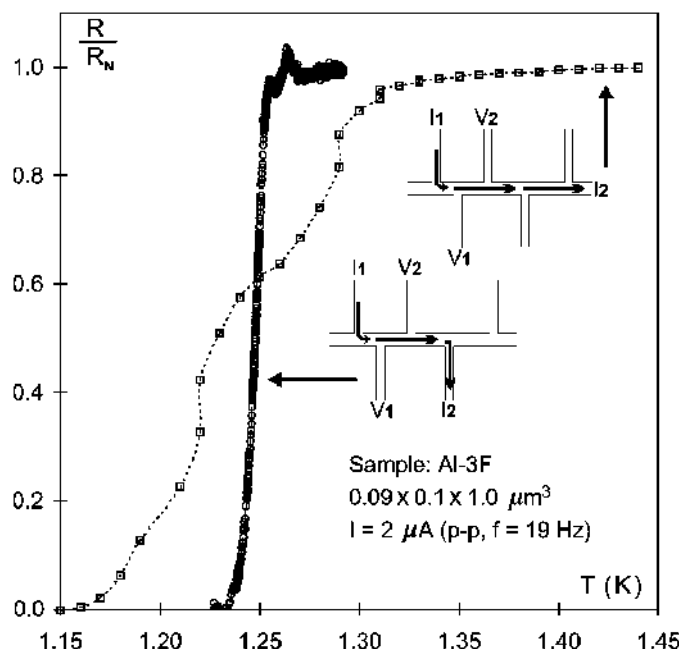


Рис. 5-04.

Экспериментальные $R(T)$ зависимости, измеренные одной и той же парой потенциальных контактов $V1-V2$, но - с использованием различных токовых электродов [98].

Если (для заданной комбинации контактов) аномалия наблюдается, то ее амплитуда (в ряде экспериментов) оказалась зависимой от измерительного тока (Рис. 5-05). Следует обратить внимание, что плотности измерительного тока, при которых наблюдается подавление аномалии - достаточно большие, и, достигая значений $j \leq 10^4$ А/см², при температурах $T \rightarrow T_c$ сравниваются с критическими значениями.

Подавление резистивной аномалии может также наблюдаться при приложении внешнего магнитного поля (Рис. 5-06). В отличие от влияния измерительного тока, соответствующие значения магнитных полей - весьма малые: много меньше критических. Аналогичное наблюдение в ранних работах было интерпретировано как увеличение критической температуры в магнитном поле [101]. Мы можем лишь утверждать, что в ряде случаев, когда "шишка" сопротивления наблюдается на вершине $R(T)$ перехода, ее амплитуда может действительно эффективно подавляться магнитным полем. Следует отметить, что подавление резистивной аномалии как током, так и магнитным полем - далеко не всегда эффективно. В ряде экспериментов рост сопротивления в области $R(T)$ перехода четко прослеживался при плотностях измерительных токов $j \approx 10^5$ А/см² и магнитных полях $B = 6$ мТ, когда весь резистивный переход уже заметно смещался в область более низких температур.

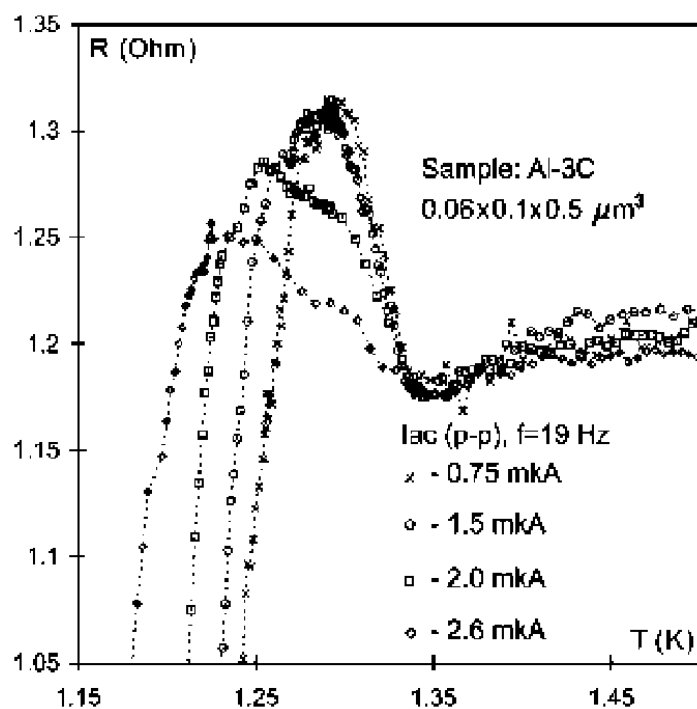


Рис. 5-05

Вершина сверхпроводящего перехода $R(T)$, измеренная при различных токах смещения [98].

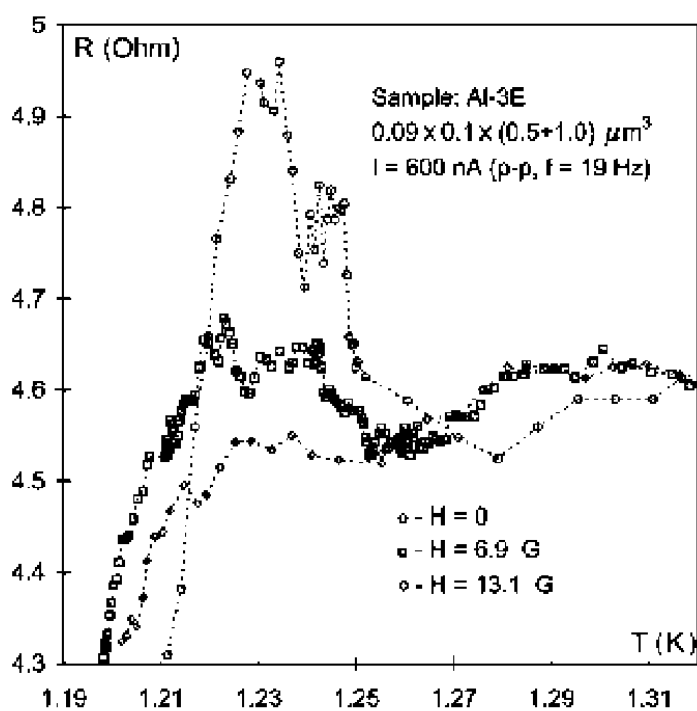


Рис. 5-06.

Вершина сверхпроводящего перехода $R(T)$, измеренная при различных значениях внешнего магнитного поля перпендикулярного к плоскости образца [98].

Резюмируя экспериментальные наблюдения, можно повторить, что в значительном количестве экспериментов $R(T)$ зависимости достаточно коротких алюминиевых наноструктур обнаруживают резистивную аномалию - в узком температурном интервале $T \lesssim T_c$ рост сопротивления выше соответствующего значения в нормальном состоянии R_N . Амплитуда эффекта зависит от предыстории охлаждения, конкретного набора потенциальных и токовых контактов и, в ряде случаев, может подавляться сильным током и/или внешним магнитным полем.

Модель

Неоднородность структур и конечная ширина резистивного перехода

Безотносительно к природе резистивной аномалии, анализ типичных экспериментальных $R(T)$ зависимостей (Рис. 5-03 и 5-04) позволяет заключить, что форма перехода индивидуальна для каждого конкретного образца (комбинации потенциальных и токовых контактов). Даже для одной и той же структуры, $R(T)$ зависимости, измеренные на соседних участках, подчас могут радикально отличаться. Экспериментально наблюдаемая ширина перехода δT_c от 20 мК до 100 мК существенно превосходит расчетные значения [47], [48] порядка $\delta T_c = 5$ мК для однородной структуры соответствующих размеров. Сказанное выше в полной мере относится и к большинству известных из литературы работ, где наблюдалась резистивная аномалия [100], [109], [101], [110], [111]. Можно сделать заключение, что для этого типа (коротких, литографически изготовленных) наноструктур форма $R(T)$ перехода определяется неоднородностью конкретного образца, а - не универсальной зависимостью, следующей из флуктуационных моделей.

Оценка характерного размера неоднородности может быть сделана из анализа формы $V(T = \text{const} < T_c, I)$ зависимостей (Рис. 5-07).

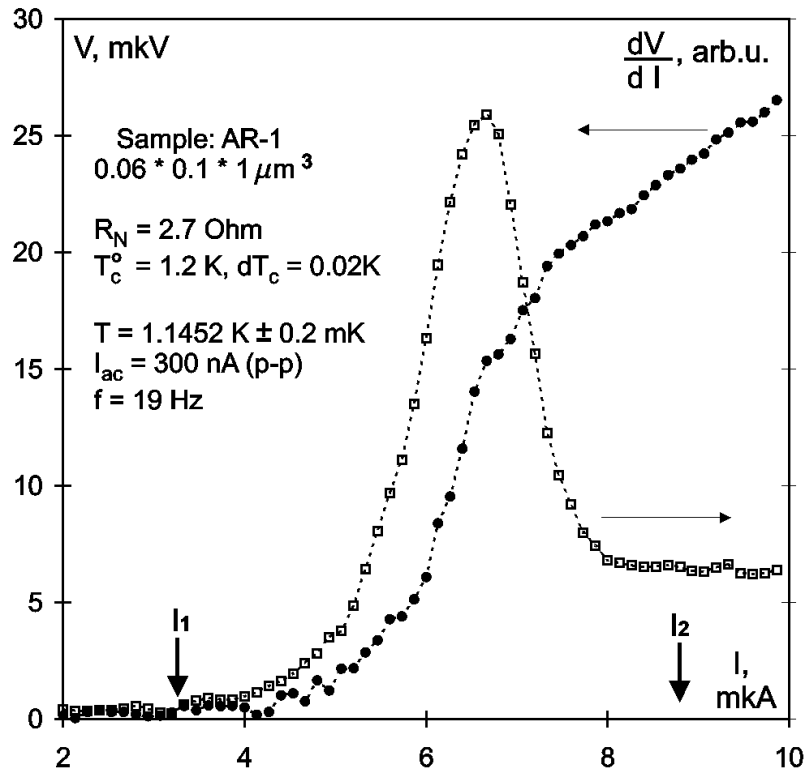


Рис. 5-07.

Типичная вольт-амперная $V(I)$ характеристика ($\bullet$) и ее первая производная dV/dI ($\square$), измеренные при температуре T ниже критической T_c . Значения пороговых величин тока I_1 и I_2 обозначены стрелками [98].

Хорошо известно, что разрушение сверхпроводимости током - фазовый переход 1-го рода, и, как следствие, наличие неоднородностей (критических зародышей) играет принципиальную роль. Теоретически было показано [115], [116], [117], что в одномерных сверхпроводящих каналах выше некоего порогового значения плотности тока j_2 нормальное состояние абсолютно стабильно, а ниже некоего другого значения - j_1 - нормальная фаза не стабильна относительно сколь угодно малых сверхпроводящих флуктуаций. Между этими двумя значениями $j_1 < j < j_2$ как раз и наблюдается резистивное состояние сверхпроводника. Очевидно, что экспериментальная ширина $V(I)$ зависимостей должна также зависеть от неоднородности образца. При заданной температуре T эффективный вклад "слабой" неоднородности может быть эквивалентен вкладу дефекта с характерным размером d , характеризуемым локальным значением критической температуры T_c^{imp} , отличной от соответствующего значения T_c^0 в остальной части "относительно однородного" канала [117]:

$$d = \frac{2\xi(T)}{\exp[0.6(j_{GL}/j_1)]} \frac{|T_c^0 - T|}{|T_c^0 - T_c^{imp}|} \quad (5.01)$$

где j_{GL} - плотность критического тока Гинзбурга-Ландау, которая характеризует максимальный (теоретически) возможный сверхток. Экспериментально можно определить только нижнюю и верхнюю границы резистивного состояния, j_1 и j_2 , соответствующие полностью бездиссипативному и полностью нормальным состояниям. Оценка размера неоднородности d по формуле 5.01 достигается подстройкой параметра j_{GL} в пределах $j_1 < j_{GL} < j_2$. В достаточной близости от критической температуры T_c , $V(I)$ зависимость имеет экспериментально детектируемую конечную ширину, границы которой лежат в пределах $1.5 \leq j_2/j_1 \leq 3.5$ (Рис. 5-07). Дополнительная ошибка проистекает от неопределенности определения критических температур T_c^0 и T_c^{imp} . Разумно предположить, что разрушение сверхпроводимости током происходит в самом слабом звене. Следовательно, T_c^{imp} должна соответствовать началу (вершине) сверхпроводящего перехода T_c^{onset} . Средняя критическая температура может быть положена равной $T_c^0 \approx T_c^{onset} - \delta T_c/2$. Для заданного материала, величина длины когерентности в грязном пределе $\xi(T)$ зависит как от выбора критической температуры, так - и от длины свободного пробега ℓ : $\xi(T) = 0.85 (\xi_0 \ell)^{1/2} (1 - T/T_c)^{-1/2}$. Принимая во внимание все указанные неопределенности, в исследованных образцах характерный размер "эффективной" неоднородности, следующий из выражения 5.01 [117] может быть оценен как $d = 0.2 - 0.8$ мкм.

Даже учитывая малую точность приведенной выше оценки, можно заключить, что размер характерной неоднородности d , где локальное значение критической температуры T_c^{imp} отличается от средней T_c^0 , не может быть классифицирован ни как микроскопический $d \ll \ell, \xi(T)$, ни как макроскопический $d \gg L$. По всей видимости, в литографически изготовленных образцах критическая температура плавно меняется на расстояниях порядка $\xi(T) < d < L$. Следует заметить, что аналогичный вывод следует и из анализа других литературных данных, где исследовались алюминиевые наноструктуры [100], [109], [101], [110], [111]. Необходимо использовать существенно более совершенные образцы, например - нитевидные монокристаллы [21], [23], чтобы можно было бы утверждать, что форма $R(T)$ перехода определяются универсальной зависимостью, следующей из модели термических флуктуаций, а - не неоднородностью конкретного образца [118]. Более подробно этот вопрос будет обсуждаться в следующей Главе. Сейчас же, резюмируя вышесказанное, следует отметить, что во всех работах, где наблюдалась резистивная аномалия - неоднородность образцов являлась доминирующим фактором, определяющим форму $R(T)$ перехода.

Вклад границы нормальный металл - сверхпроводник

Как было показано в предыдущем разделе, в литографически изготовленных наноструктурах форма резистивного перехода определяется пространственной вариацией локального значения критической температуры $T_c(x)$ на характерном масштабе $d < L$. Следовательно, в резистивном состоянии $0 < R(T) < R_N$ на длине образца (расстоянии между потенциальными контактами) неизбежно должна существовать граница нормальный металл - сверхпроводник (Н/С). В противоположность динамическому сосуществованию нормальной и сверхпроводящей фаз в режиме термических флуктуаций [47], [48], в случае неоднородных образцов эти границы - статические.

В этом разделе мы проанализируем особенности протекания электрического тока через Н/С границу. В частности, будет показано, что в типичном для этих экспериментов режиме стабилизации тока I , измеряемое эффективное сопротивление образца $R(T < T_c) \equiv V(T < T_c)/I$ может сильно отличаться от наивного предположения $R(T < T_c) = R_N - R_S(T < T_c)$, где R_N - полное сопротивление в нормальном состоянии, а $R_S(T < T_c)$ - сопротивление в нормальном состоянии той части образца, которая находится в сверхпроводящей фазе.

Хорошо известно, что электрон, проникающий в сверхпроводник, может отразиться от Н/С границы как дырка с вероятностью $K_A(T)$ [119]. При низких температурах $T \ll T_c$ вероятность этого процесса, называемого Андреевским отражением, стремится к единице $K_A(T \ll T_c) \approx 1$, а при температурах $T \rightarrow T_c$ - энергия квазичастиц сравнима с энергетической щелью $\Delta(T)$, и квазичастичные возбуждения достаточно легко проникают в сверхпроводник $K_A(T \rightarrow T_c) \approx 0$. Особенности Андреевского отражения в критической точке могут приводить к ряду нетривиальных эффектов. Например, в промежуточном состоянии сверхпроводника доля нормальной фазы $0 < a_N(T) < 1$ пропорциональна внешнему полю. Однако электрическое сопротивление току, текущему перпендикулярно к Н/С границам, может значительно превосходить величину $a_N R_N$ [120]. Независимо было также обнаружено, что в С/Н/С трехслойных структурах, измеряемое сопротивление - больше соответствующей величины в нормальном состоянии [121].

Качественное объяснение перечисленных эффектов - достаточно простое [121], [122]. Для простоты рассмотрим Н/С границу в квазиодномерном канале при температуре достаточно близкой к критической. Инжектируемые из нормального металла квазичастицы релаксируют на характерной длине $\Lambda_Q = \sqrt{D\tau_Q}$, где τ_Q - характерное время релаксации (см. Главу 3).

Соответствующий диффузионный ток равен

$$I_{diff} = \frac{DN_Q\ell}{\Lambda_Q} \quad (5.02)$$

где N_Q - плотность квазичастиц, $D = (1/3)v_F\ell$ - коэффициент диффузии. С другой стороны, очевидно что этот диффузионный ток равен $(1 - K_A)$ части общего тока, поддерживаемого внешним источником: $I_{diff} = I(1 - K_A)$. Т. к. в сверхпроводник инжектируется дополнительный заряд eN_Q , то энергия Ферми должна понизиться на соответствующую величину $\delta E_F = N_Q/N(0)$, где $N(0)$ - плотность состояний на уровне Ферми. Однако, в равновесии химический потенциал должен быть одинаков по всему образцу (см. комментарии ниже). Откуда следует, что в области Н/С границы электрический потенциал (по отношению к некой удаленной точке сверхпроводника) должен возрасти на $\delta V_{NS} = \delta E_F/e$. Для избыточного сопротивления Н/С границы, определяемого как $\delta R_{NS} = \delta V_{NS}/I$ в результате можно получить:

$$\delta R_{NS} = (1 - K_A) \frac{\Lambda_Q}{e^2 D N(0)} \quad (5.03)$$

Используя стандартные выражения для удельного сопротивления простого металла со сферической поверхностью Ферми $\rho = (12\pi^3\hbar)/(e^2\ell S_F)$, где S_F - площадь поверхности Ферми, и плотности состояния $N(0) \equiv N(E_F) = (mk_F)/(\pi^2\hbar^2)$ для избыточного сопротивления Н/С границы получается исключительно простое выражение:

$$\delta R_{NS} = (1 - K_A)\rho\Lambda_Q \quad (5.04)$$

Близко к критической температуре, когда $K_A \rightarrow 0$, выражение 5.04 имеет простую физическую интерпретацию: избыточное сопротивление Н/С границы равно сопротивлению (в нормальном состоянии) слоя толщиной Λ_Q . Соответствующие пространственные зависимости перпендикулярного к границе электрического поля E_x и скалярного потенциала ϕ приведены на (Рис. 5-08а). Следуя приведенной (упрощенной) модели [121], [122], электрическое поле не проникает в сверхпроводник, и скачок потенциала δV_{NS} происходит в бесконечно малой области вблизи Н/С границы, являясь следствием непрерывности тока. Соответствующее избыточное сопротивление δR_{NS} , определяемое выражением 5.04, не есть сопротивление в смысле дополнительного механизма рассеяния, а - лишь формальное следствие наличия скачка потенциала δV_{NS} на границе.

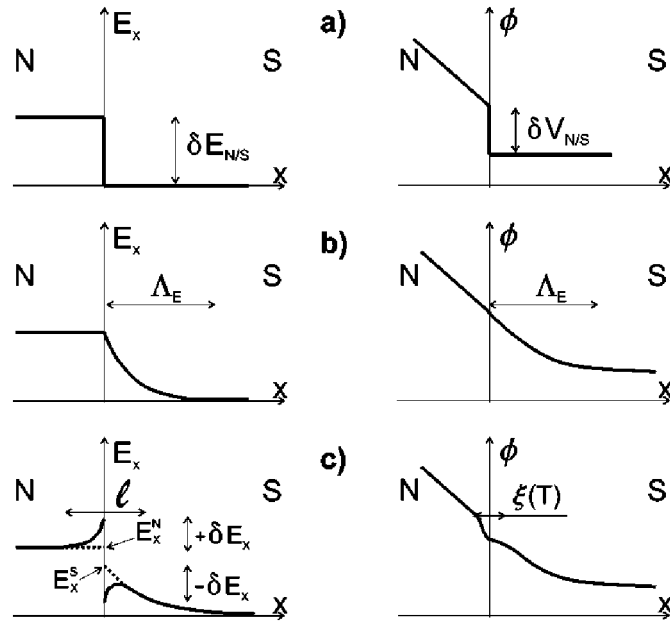


Рис. 5-08.

Пространственные зависимости нормальной к Н/С границе компоненты электрического поля E_x и скалярного потенциала ϕ для чистого сверхпроводника $\xi \ll \ell$ в соответствии с моделями (a) [121], (b) [123] и (c) [124].

Одним из постулатов простой модели [121], [122] является невозможность наличия статического электрического поля внутри сверхпроводника, следующая из феноменологического уравнения Лондонов $(d/dt)(\lambda_L I_S) = E_x$, которое дает постоянное ускорение для свехтока I_S при любом конечном значении электрического поля. Иными словами, конечное электрическое поля неизбежно должно привести к ускорению сверхпроводящего конденсата до критической скорости, и, как следствие - разрушению сверхпроводимости.

Позже было показано [123], что в неравновесном состоянии характерной величиной является не электрическое поле, а - градиент электрохимического потенциала: $(d/dt)(\lambda_L I_S)_x = E_x = -(d/dt)A_x - (1/e)\nabla_x \mu_c$, где $\mu_c = \varepsilon_c - e\phi$, $\varepsilon_c = (1/2)(\varepsilon_{k-q} - \varepsilon_{k+q})$ - энергия конденсата, ε_{k-q} и ε_{k+q} - энергии электроноподобных и дырочноподобных возбуждений. В равновесии все градиенты равны нулю, и конечное электрическое поле действительно не совместимо со сверхпроводимостью. Однако в случае неравновесной инжекции квазичастиц через Н/С границу, электрическое поле может проникать в сверхпроводник. Изменение поля E_x и скалярного потенциала ϕ на характерной длине Λ_E (Рис. 5-08b) компенсируется соответствующим изменением энергии конденсата ε_c . Можно также показать [123], что простое выражение для избыточного сопротивления Н/С

границы 5.04 продолжает выполняться. Однако в модели [123] избыточное сопротивление δR_{NS} уже не является формальным следствием скачка потенциала, а - характеризует механизм рассеяния неравновесных квазичастиц. Этот процесс происходит на характерном масштабе Λ_E , совпадающим с Λ_Q - длиной релаксации неравновесных квазичастиц (см. Главу 3). Величина δR_{NS} эквивалентна электрическому сопротивлению "квазинормальной" области толщиной Λ_Q со сверхпроводящей стороны Н/С границы. Следует заметить, что в отличие от более ранней модели [121], [122], в новом понимании природы избыточного сопротивления [123], присутствие Н/С границы при температуре $T < T_c$ не может объяснить резистивную аномалию - возникновение сопротивления системы $R(T < T_c)$, большего чем в нормальном состоянии $R_N = R(T > T_c)$.

Более детальная модель [124], [125], [126], построенная на базе решения кинетического уравнения Больцмана для чистого сверхпроводника $\xi(T) \ll \ell \ll \Lambda_Q$, действительно, предсказывает скачек нормальной компоненты электрического поля E_x на Н/С границе (Рис. 5-08с):

$$E_x^N - E_x^S = E_x^S \frac{(3\pi)^{1/2}}{4} \left(\frac{\Delta}{k_B T} \right)^{1/2} \left(\frac{\Lambda_\varepsilon}{\ell} \right)^{1/4} \quad (5.05)$$

где Λ_ε - характерный масштаб энергетической релаксации. В "грязном" пределе $\ell \ll \xi(T)$ скачек поля существенно меньше:

$$E_x^N - E_x^S = E_x^S \left(\frac{\pi}{3\sqrt{2}} \right)^{1/2} \left(\frac{\Delta}{k_B T} \right)^{1/2} \left(\frac{\Lambda_\varepsilon}{\xi(T)} \right)^{1/2} \quad (5.06)$$

Вдали от Н/С границы в толще сверхпроводника электрическое поле $E_x \equiv E_x^S$ и скалярный потенциал ϕ экспоненциально спадают на характерном масштабе Λ_Q .

Андреевское отражение приводит к "перемешиванию" состояний электроноподобных и дырочноподобных возбуждений вблизи Н/С границы. Как обсуждалось выше, этот эффект приводит к расходимости электрического поля и скачку потенциала на границе. Принимая во внимание плавное изменение параметра порядка на масштабе $\sim \xi(T)$, для случая чистого сверхпроводника $\xi(T) \ll \ell$ можно получить выражение для избыточного значения нормальной к Н/С границе компоненты электрического поля $+\delta E_x$ со стороны нормального металла, и соответствующего значения для сверхпроводника $-\delta E_x$ [124]:

$$\delta E_x = E_x^S \left(\frac{\Delta}{k_B T} \right)^{1/2} \left(\frac{\Lambda_E}{\ell} \right)^{1/2} \ln \left(\frac{\ell}{\xi(T)} \right) \quad (5.07)$$

Из выражения 5.07 следует, что в достаточной близости от Н/С границы существует

область, в которой градиент скалярного потенциала $\nabla_x \phi$ выше, чем в нормальном металле вдали от границы (Рис. 5-08с). Следовательно, если измерять падение напряжения на Н/С границе при помощи контактов, расположенных на расстоянии $L \lesssim \ell$, то, действительно, можно зарегистрировать избыточное значение величины $V(T < T_c)/I$, интерпретируемое как рост эффективного сопротивления - резистивную аномалию. Однако для типичных наноструктур $l \ll \xi(T) \leq L$ обозначенный эффект должен быть пренебрежимо малым.

Резюмируя эту часть, можно утверждать, что для реальных литографически изготовленных наноструктур эффекты, связанные с конверсией электрического тока на Н/С границе, не могут дать количественного объяснения экспериментально наблюдаемого роста сопротивления - резистивной аномалии - достигающей в ряде экспериментов величины $\delta R(T < T_c)/R_N \simeq 20\%$.

Вклад наклонной границы нормальный металл - сверхпроводник

В предыдущем разделе рассматривался идеализированный одномерный случай, когда распределение электрического тока поперек Н/С границы не принимается во внимание. Однако, как было уже показано ранее, в литографически изготовленных коротких алюминиевых наноструктурах форма $R(T)$ перехода определяется неоднородностями с характерными размерами $w \lesssim d \lesssim L$, где w и L - ширина и длина образца, соответственно. Из сказанного можно заключить, что во всем температурном диапазоне наблюдения резистивного состояния $0 \leq R(T) \leq R_N$ форма Н/С границы может иметь вполне случайные конфигурации. Даже если принять наиболее оптимистический подход и считать, что неоднородности равномерно распределены по образцу, то все равно существует, по крайней мере, две причины по которой Н/С граница - не всегда перпендикулярна оси образца. Во-первых, строго говоря, в исследованных (коротких) образцах условие квазиодномерности $\xi \ll w \ll L$ не выполняется, и нельзя считать, что параметр порядка Δ (и, как следствие - критическая температура) одинаковы по сечению образца. К тому же, сечение реальных наноструктур - не строго прямоугольное, а, скорее всего - что-то типа трапеции (Рис. 5-09, левая панель). С другой стороны, хорошо известно, что критическая температура большинства сверхпроводников (включая алюминий) - зависит от характерного (минимального) размера: в данном случае - толщины. Для алюминия T_c увеличивается с уменьшением толщины пленки [6]. Как следствие, при каждой заданной температуре в области резистивного перехода - Н/С граница будет не перпендикулярна к оси образца (Рис. 5-09, средняя панель). Вторая причина возникновения наклонных границ - присутствие

контактов, которые, как правило, в области пересечения с образцом имеют одинаковую с ним ширину $w_{probe} \simeq w$. Следовательно, электрод не может считаться "малым возмущением", и в контактной области форма Н/С границы может иметь весьма сложную конфигурацию (Рис. 5-09, правая панель).

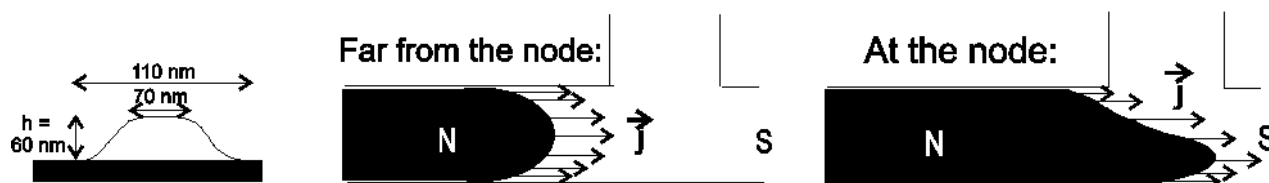


Рис. 5-09.

Сечение типичного образца (левая панель). Форма Н/С границы вдали и в области контактов.

Стандартная процедура измерения сопротивления четырехконтактным методом при заданном токе обычно предполагает одинаковую плотность тока по сечению образца. Однако, если в системе присутствуют наклонные Н/С границы, то плотность тока - не одинакова по сечению. Эффективное сопротивление, формально определяемое как $R \equiv V/I$, будет нетривиальным образом зависеть от плотности тока в области потенциального контакта (Рис. 5-10) [127].

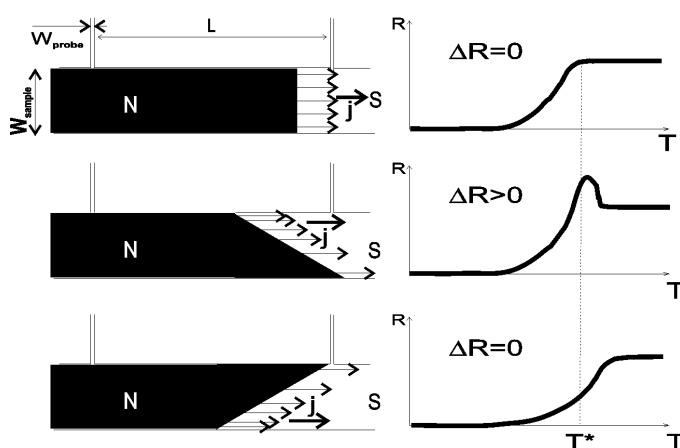


Рис. 5-10.

Качественное объяснение резистивной аномалии за счет наличия в системе наклонных Н/С границ.

Задача распределения токов в системе без источников заряда, сводится к решению уравнения Лапласа для скалярного потенциала ϕ . Для двумерного случая уравнение есть:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho_{xx}} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho_{yy}} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) = 0 \quad (5.08)$$

где ρ_{ij} - компоненты тензора удельного сопротивления. Плотность тока рассчитывается как $\vec{j} = -(1/\rho) \vec{\nabla} \phi$ с граничными условиями на нормальную компоненту тока $j_{\perp} = 0$ на физических границах системы, на (удаленных) токовых контактах плотность тока задается сечением проводника и полным током, поддерживаемым внешним источником. Для систем случайной формы решение уравнения 5.08 может быть получено только численными методами. В конкретном случае Н/С границ при расчетах полагалось, что $\rho_S \ll \rho_N$.

В качестве первого примера, рассмотрим линейную наклонную Н/С границу в области очень тонкого потенциального контакта $w_{probe} \ll w \ll L$ (Рис. 5-11, вставка). Для простоты положим, что длина образца L сравнима с характерным размером неоднородности, и, как следствие, в области резистивного перехода в системе возникает только одна Н/С граница. Пример численного расчета с использованием пакета программ *Tera Analysis Quick Field 3.4* приведен на Рис. 5-11. Начало сверхпроводящего перехода (высокотемпературная вершина) соответствует ситуации, когда большая часть образца - в нормальном состоянии, и Н/С граница касается одного из потенциальных электродов. В зависимости от угла наклона границы $\varphi_{NS} < 0$ или $\varphi_{NS} > 0$ локальная плотность тока в приконтактной области j_{probe} может быть как больше, так и - меньше плотности тока вдали от границы j_{∞} . Только в случае строго перпендикулярной границы ($\varphi_{NS} = 0$) плотность тока $j_{probe} = j_{\infty}$ и резистивная аномалия отсутствует: $R_{eff}^{max} = R_N$. Следует заметить, что в случае сильно наклонной Н/С границы $\varphi_{NS} \rightarrow 90^\circ$ локальная плотность тока расходится $j_{probe} \rightarrow \infty$, в то время как амплитуда аномалии R_{eff}^{max} - выходит на насыщение. Это формальное следствие уравнения Лапласа используется для определения удельной проводимости объектов случайной формы при помощи острого электрода: в области контакта плотность тока может достигать существенных величин, в то время как сопротивление - всегда конечное.

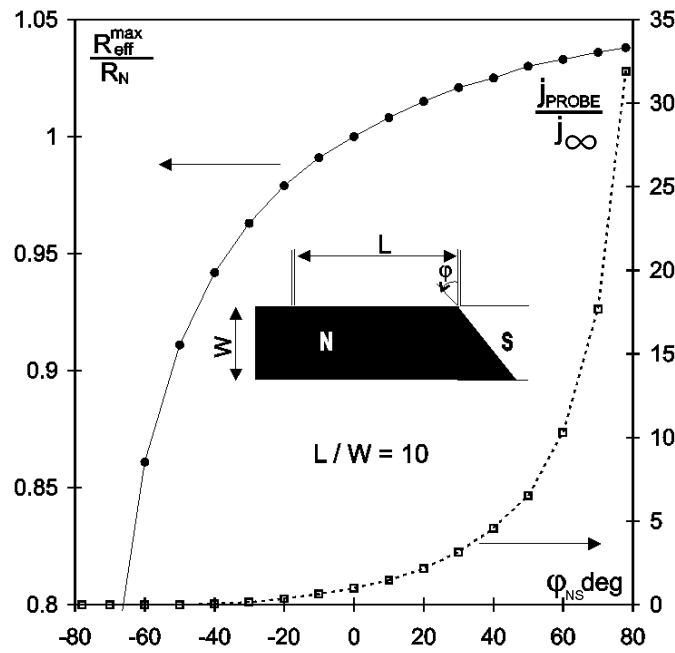


Рис. 5-11.

Расчетная зависимость амплитуды резистивной аномалии R_{eff}^{max} , нормированной на сопротивление в нормальном состоянии R_N (•, левая ось); и плотность тока в области потенциального контакта j_{probe} , нормированного на плотность тока вдали от границы j_{∞} (□, правая ось), от угла наклона Н/С границы φ_{NS} . При расчетах использовался случай $L/w=10$, соответствующий типичным образцам с шириной линии $w=100$ нм и длиной $L=1$ мкм. На вставке приведена схематика образца [98].

Таким образом можно заключить, что образование наклонных Н/С границ в неоднородных структурах может качественно объяснить резистивную аномалию [127]. Очевидно, что малые размеры структуры не являются необходимым условием наблюдения резистивной аномалии. Просто в макроскопической системе с размерами, существенно превосходящими характерный масштаб неоднородности w , $L \gg d$, вариации локальной критической температуры усредняются и, как правило, не могут привести к существенному перераспределению плотности тока поперек образца (отличного от стандартного Мэйсснеровского). Однако, если специально изготовить макроскопическую структуру с наклонной Н/С границей, то можно получить ту же самую резистивную аномалию. Очень возможно, что наблюдение аномалии в достаточно широких микроструктурах [109], [113] может быть объяснено именно этим эффектом. Также понятно, что конкретная форма Н/С границы и ее эволюция с температурой - свойство конкретной структуры и конкретного распределения неоднородностей в ней, что объясняет плохую воспроизводимость результатов от образца к образцу. Зависимость

амплитуды эффекта от истории охлаждения (Рис. 5-04) также достаточно понятна - для систем мезоскопических размеров изменение условий в каждом конкретном цикле охлаждения (например, механические напряжения или отжиг неоднородностей) может привести к изменению как самой формы Н/С границы, так и - ее эволюции с изменением температуры. Зависимость амплитуды аномалии от выбора токовых электродов (Рис. 5-05) - также вполне очевидна: для достаточно коротких образцов сама величина j_∞ зависит от геометрии образца. Иными словами, для короткого и неоднородного образца плотность тока может быть неоднородной даже в полностью нормальном состоянии.

Вклад конечной ширины потенциальных контактов.

В предыдущем разделе было показано, что наличие наклонных Н/С границ может качественно объяснить резистивную аномалию. Однако, сравнивая результаты расчетов для амплитуды аномалии R_{eff}^{max} у вполне реалистичных образцов с отношением длины к ширине $L/w = 10$ (Рис. 5-11), приходится отметить, что в эксперименте в подобных наноструктурах (иногда) наблюдаются существенно большие значения R_{eff}^{max}/R_N достигающие 20%. В этом разделе будут рассматриваться более тонкие эффекты, связанные как с геометрией (конечная ширина контактов), так и - неравновесные явления в области Н/С границы. Будет показано, что только учет всех указанных вкладов дает разумное согласие с амплитудой резистивной аномалии, наблюдаемой в ряде экспериментов.

Выше уже обсуждалось, что в области Н/С границы электрическое поле проникает в сверхпроводник на глубину Λ_E , одного порядка с Λ_Q - длиной релаксации неравновесных квазичастичных возбуждений (см. Главу 3). Для литографически изготовленных структур, представляющих "грязный" предел $\ell \ll \xi(T)$, в достаточной близости к критической температуре $T \rightarrow T_c$ глубина проникновения $\Lambda_E \simeq \Lambda_Q$ может достигать существенных размеров превосходя не только ширину образца w , но и - длину L :

$$\Lambda_Q = \sqrt{D\tau_Q} \quad (5.09)$$

где

$$\frac{1}{\tau_Q} = \frac{\pi\Delta}{4k_B T} \frac{1}{\tau_0} \left[1 + \frac{2\tau_0}{\tau_{break}} \right]^{1/2} \quad (5.10)$$

где τ_0 - характерное время электрон-фононного рассеяния, τ_{break} - характерное время упругого расспаривания Куперовских пар [53] (см. также Главу 3). Стремясь к бесконечности при T_c , для наших наноструктур ($\ell \approx 35$ нм, $\tau_0 = 1.3 \cdot 10^{-8}$ с, $T_c = 1.2$ К, $v_F = 1.3 \cdot 10^6$ м/с)

Λ_Q уже достигает 15 мкм при температуре $T_c - T \sim 0.1$ мК.

Из сказанного можно наивно предположить, что на расстояниях от Н/С границы меньших Λ_Q , не должно быть разницы между нормальным металлом и сверхпроводником. Подобное упрощение не вполне справедливо. Эффект проникновения электрического поля в сверхпроводник относится только к нормальной к Н/С границе компоненте $E_{\perp} = E_x$. Тангенциальная составляющая электрического поля равна нулю в сверхпроводнике: $E_{\parallel} = E_y = 0$. Формально можно утверждать, что вблизи Н/С границы тензор эффективного сопротивления сильно анизотропен с единственной отличной от нуля компонентой $\rho_{xx}^{eff}(x) = \rho_{xx}^* \exp(-\frac{x}{\Lambda_E})$, где координата x отсчитывается от Н/С границы. На расстояниях $x \leq \Lambda_E$ эта анизотропия приводит к сильным граничным эффектам, особенно сильно проявляющимся в коротких образцах с $w \sim L$.

Следует заметить, что приведенное рассмотрение неравновесного сверхпроводника с эффективным сопротивлением ρ_{xx}^{eff} относится к упрощенному (одномерному) случаю конверсии нормального тока электронов в сверхток на полубесконечной Н/С границе. В этом случае конечное электрическое поле в сверхпроводнике есть следствие инъекции неравновесных квазичастиц определенного знака, сопровождаемых током дырочноподобных (или электроноподобных) возбуждений в обратном направлении для поддержания электронейтральности. Однако, для достаточно коротких образцов $L \leq \Lambda_E$ в области потенциальных контактов конечной ширины $w_{probe} \approx w \lesssim L$, в которых не течет ток, выполнение условия электронейтральности может существенно перенормировать эффективное сопротивление ρ_{xx}^{eff} . В отличие от одномерного случая полубесконечной Н/С границы, данная задача является принципиально двумерной, и, насколько нам известно, не освещалась в литературе. В любом случае, можно предположить, что на заданном расстоянии x от границы:

$$0 \leq \rho_{xx}^{eff}(x) \leq \rho_{xx}^{\infty}(x) \quad (5.11)$$

где $\rho_{xx}^{\infty}(x) = \rho_N \exp(-\frac{x}{\Lambda_E})$ относится к случаю полубесконечной Н/С границы.

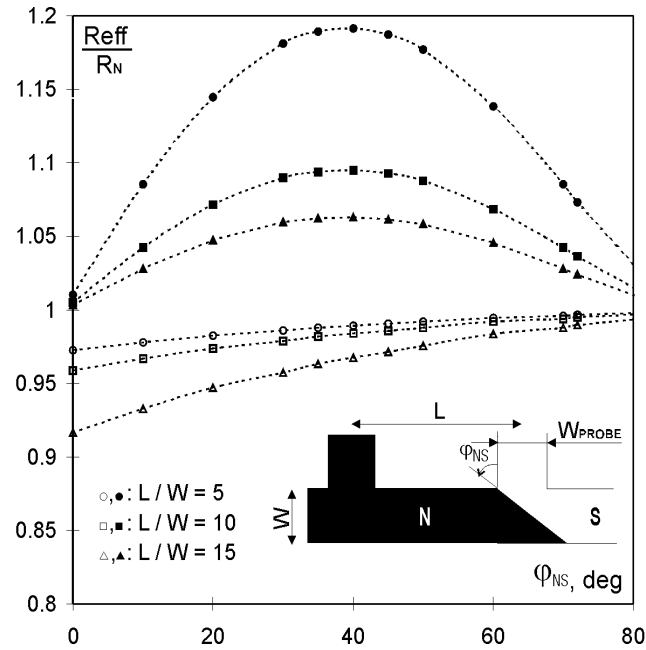


Рис. 5-12.

Расчетная зависимость амплитуды аномалии R_{eff}/R_N от угла наклона Н/С границы φ_{NS} для структуры с потенциальными контактами конечной ширины $w_{PROBE} = w$ и различной длины L . Открытые символы соответствуют расчету в предположении изотропного эффективного удельного сопротивления $\rho_{xx} = \rho_{yy} = 0$. Заполненные символы - сильно анизотропный случай $\rho_{xx} = \rho_N$ и $\rho_{yy} = 0$, соответствующий расчету вблизи Н/С границы на расстоянии $x \ll \Lambda_E$, где x и y координаты измеряются нормально и параллельно Н/С границе [98].

На Рис. 5-12 приведен результат численного расчета амплитуды аномалии R_{eff}/R_N от угла наклона Н/С границы φ_{NS} для структуры с потенциальными контактами конечной ширины $w_{PROBE} = w$ и различной длины L для двух предельных случаев $\rho_{xx}(x) = 0$ и $\rho_{xx} = \rho_N$. В обоих случаях тангенциальная компонента удельного сопротивления $\rho_{yy} = 0$. На вставке к Рис. 5-12 показана наиболее интересная конфигурация, когда при некой температуре $T_{NS} < T_c$ Н/С граница "касается" потенциального контакта. В зависимости от того, как с дальнейшим изменением температуры будет модифицироваться форма Н/С границы внутри контакта, величина R_{eff}/R_N может как превосходить, так и быть меньше расчетных значений, приведенных на Рис. 5-12. Качественное различие поведения зависимости $R_{eff}/R_N(\varphi_{NS})$ для случаев изотропного и анизотропного эффективных сопротивлений (наличие максимума) связано с нетривиальным распределением плотности тока во втором случае.

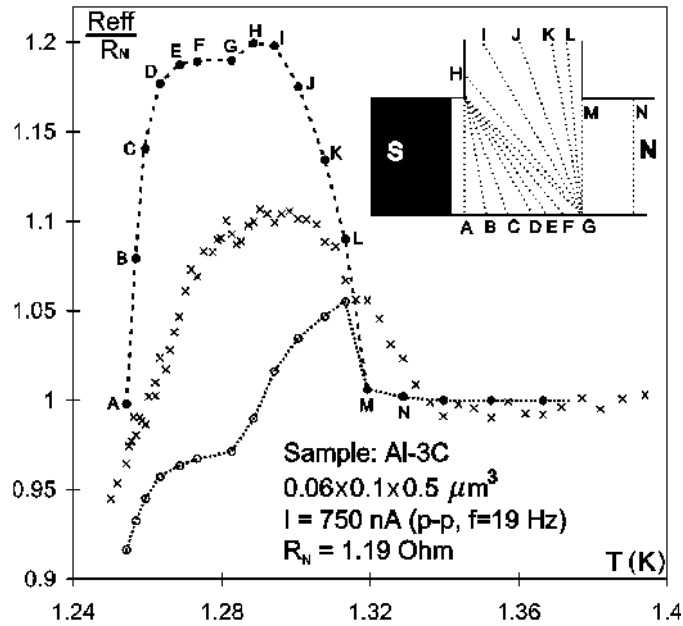


Рис. 5-13.

Экспериментальные ($\times$) и расчетные значения ($\circ, \bullet$) амплитуды резистивной аномалии R_{eff}/R_N . Предел изотропного удельного сопротивления ($\circ$) соответствует $\rho_{xx} = \rho_{yy} = \rho_N$ и исключительно анизотропного ($\bullet$) $\rho_{xx} = \rho_N$, $\rho_{yy} = 0$. На вставке показана используемая в расчетах эволюция формы Н/С границы в области потенциального контакта с изменением температуры (критические изотермы $T_c(x, y)$) [98].

На Рис. 5-13 приведены результаты численных расчетов, на базе описанного выше формализма, дающие разумное количественное согласие с экспериментом. Экспериментальные точки находятся между двумя предельными случаями изотропного и предельно анизотропных эффективных сопротивлений сверхпроводника. Указанное наблюдение еще раз подтверждает вышесказанное замечание: даже в достаточной близости от Н/С границы $x \ll \Lambda_E$, эффективное сопротивление сверхпроводника не эквивалентно соответствующей величине в нормальном состоянии $\rho_{xx}(x) \neq \rho_N$. Следует заметить, что, естественно, приведенные на Рис. 5-13 положения Н/С границы при различных температурах $T \lesssim T_c$ - не единственные конфигурации, способные обеспечить разумное количественное согласие с экспериментом.

Может показаться, что предлагаемая модель для описания резистивной аномалии - несколько искусственная, т. к. требует наличия в резистивном состоянии Н/С границы вполне определенной формы - со значительным отклонением от перпендикулярности. Можно задаться вопросом: почему температурная эволюция формы Н/С границы должна обязательно следовать указанному сценарию? Как уже осуждалось, в достаточно неоднородных образцах

(именно таких, где аномалия и наблюдается!), наличие Н/С границы является скорее правилом, чем - исключением. В реальных образцах в области резистивного перехода форма Н/С границы может значительно меняться от одной температурной точки до другой. Это тривиальное утверждение объясняет плохую статистику эффекта. В структурах мезоскопических размеров изменения условий конкретного эксперимента или процесса охлаждения (механические напряжения, отжиг дефектов) приводит еще и к плохой воспроизводимости эффекта на одном и том же образце (Рис. 5-03).

Типичным возражением против представленной модели является утверждение, что в сверхпроводящих каналах с шириной w меньшей длины когерентности $\xi(T)$ возникновение наклонных Н/С границ не возможно, т. к. параметр порядка не может меняться сколько-нибудь заметно на этих масштабах. Однако заблуждение заключается в том, что высказанное утверждение относится к однородным системам. Как только допускается, что в системе могут присутствовать неоднородности с характерным размером d , то становится возможной и пространственная вариация критической температуры $T_c(x, y)$ на соответствующих масштабах, и, как следствие - возникновение нормальных и сверхпроводящих доменов указанных размеров.

В пионерских работах по исследованию резистивной аномалии [100], [101], этому явлению присваивался статус нового размерного эффекта. Как уже указывалось, в нашем понимании - резистивная аномалия на прямую не связана с мезоскопическими размерами и может наблюдаться и в макроскопических объектах. Просто в массивных структурах неоднородности (типично - субмикронных размеров) усредняются и не могут привести к сколько-нибудь заметному перераспределению тока поперек образца, отличного от стандартного Мэйсснеровского. По всей видимости, наблюдение аномалии в достаточно "больших" структурах с характерной шириной ~ 20 мкм и длиной таких же размеров, связано с внесением избыточного количества дефектов за счет ионного травления, использованного для обработки исследованных образцов [113]. Наблюдение аномалии в системах со сверхпроводящими контактами, и ее отсутствие в аналогичных структурах с нормальными электродами [113] подтверждает наше предположение о необходимости "выталкивания" сверхпроводимости из области потенциального контакта (Рис. 5-09 и 5-10) эквивалентного возникновению сильно наклонной Н/С границы.

Еще одно замечание относится к выбору материала. В большинстве работ [100], [109], [101], [110], [111], включая наши собственные [97], [128], [129], [114], [98] использовался алюминий. Последнее связано с технологическим удобством изготовления наноструктур

и проведением криогенных экспериментов с этим материалом. В нашем понимании, резистивная аномалия может присутствовать и в других (достаточно неоднородных) сверхпроводниках. Конкретный набор зависящих от материала параметров (T_c , ξ , λ_L , τ_Q) должен привести только к некой пренормировке "тонких" эффектов, связанных с релаксацией неравновесных частиц (см. *Главу 3*). Доминирующий вклад - геометрический. Вероятно, отсутствие аномалии в индиевых наноструктурах [100] - следствие большей однородности этих систем по сравнению с алюминиевыми. Необходимо также отметить, что у индия и алюминия времена электрон-фононного взаимодействия, определяющие длину релаксации неравновесных квазичастиц Λ_Q (выражения 5.09 и 5.10) - сильно отличаются ($\tau_0(In) \sim 3 \cdot 10^{-10}$ с и $\tau_0(Al) \sim 1.3 \cdot 10^{-8}$ с). Следовательно, вклад соответствующего неравновесного эффекта в амплитуду аномалии будет значительней у алюминия.

Суммируя этот раздел, можно подчеркнуть, что для получения разумного количественного согласия с экспериментом необходим, как минимум, учет двух вкладов: геометрического - наличие наклонных Н/С границ и, как следствие - перераспределение плотности тока по сечению образца; и второго - присутствие сильно анизотропного эффективного сопротивления квазинормальной области сверхпроводника вблизи Н/С границы. По отдельности, каждый из этих вкладов не может обеспечить количественного согласия с наблюдаемой амплитудой резистивной аномалии.

Влияние измерительного тока и магнитного поля.

Как в наших экспериментах (Рис.5-05), так и в других сообщениях было обнаружено, что если резистивная аномалия наблюдается, то ее амплитуда может эффективно подавляться сильным измерительным током. Как отмечалось выше, для наблюдения роста сопротивления в области резистивного перехода необходимо наличие двух составляющих: наклонных Н/С границ и неравновесного участка с сильно анизотропным тензором эффективного сопротивления.

Очевидно, что первый (геометрический) вклад должен подавляться сильным током: как только плотность тока в вытянутых "носиках" (Рис. 5-09 и 5-10) достигнет критической - наклонная Н/С граница начнет выравниваться.

Влияние тока I на релаксацию зарядового дисбаланса (5.10) связано с соответствующей зависимостью времени распаривания Куперовских пар [130], [131]:

$$\frac{1}{\tau_{break}(I)} = \frac{D}{2} \left[\frac{I}{3\sqrt{3}I_c(T)\xi(T)} \right]^2 \quad (5.12)$$

Следовательно, подводя итоги, можно утверждать, что в наиболее общем случае увеличение транспортного тока I должно действительно приводить к подавлению резистивной аномалии. Однако поступали сообщения, что в некоторой области измерительного тока, его увеличение приводит к появлению "шишек" на $R(T)$ зависимостях [132]. С нашей точки зрения, подобное (не всегда воспроизводимое!) поведение может объясняться нетривиальной начальной формой Н/С границы (или - нескольких параллельно сосуществующих границ) с соответствующей сложной эволюцией с изменением измерительного тока.

Другим, зависящим от тока эффектом, является наличие отрицательного дифференциального сопротивления $dV/dI(I) < 0$ в области температур, где наблюдается резистивная аномалия [113], [132]. В рамках нашей модели объяснение этого эффекта весьма прозрачно. Как только что отмечалось, существенно деформированные Н/С границы не совместимы с сильным транспортным током. Следовательно, при фиксированной температуре, соответствующей формированию такой границы при слабом токе, его увеличение "выравнивает" форму Н/С границы и приводит к уменьшению падения напряжения, измеряемого потенциальными контактами, экспериментально интерпретируемого как уменьшение дифференциального сопротивления $dV/dI(I)$.

В полной аналогии с измерительным током, подавление резистивной аномалии магнитным полем (Рис. 5-06) также описывается нашей моделью. Во всех исследованных образцах [100], [109], [101], [110], [111], включая наши собственные [97], [128], [129], [114], [98] ширина линии - сравнима с глубиной проникновения магнитного поля $W \leq \lambda_L(T)$. Следовательно, приложение магнитного поля должно более эффективно подавлять сверхпроводимость во внешних областях. С другой стороны, значительная амплитуда резистивной аномалии предполагает формирование "острых" сверхпроводящих "носиков" (Рис. 5-09 и 5-10). Как следствие, внешнее магнитное поле, в полной аналогии с транспортным током, выравнивает Н/С границы, приводя к подавлению резистивной аномалии.

На микроскопическом уровне, приложение магнитного поля также приводит к уменьшению аномалии за счет сокращения области с конечным эффективным сопротивлением порядка длины зарядового дисбаланса Λ_Q (выражения 5.09 и 5.10) [133]:

$$\frac{1}{\tau_{break}(H)} = \frac{1.76k_B T_c}{\hbar} \frac{H^2}{H_c^{\parallel 2}(0)} \quad (5.13)$$

где $H_c^{\parallel}(0)$ - параллельное критическое поле при нулевой температуре. Как и в случае с

измерительным током, появление различных немонотонностей на $R(T)$ зависимостях в некой области магнитных полей [109], по всей видимости, связано со сложной формой Н/С границы и ее немонотонной эволюцией в магнитном поле.

В заключение можно повторить, что нами было проведено детальное экспериментальное исследование резистивной аномалии в алюминиевых наноструктурах. Как и в ранее сообщаемых работах, было обнаружено, что эффект - плохо воспроизводим, его амплитуда зависит как от условий конкретного эксперимента, так - и от ряда параметров: геометрии образца (отношения длины к ширине), измерительного тока и внешнего магнитного поля. Была предложена модель, описывающая эффект. Разумное количественное согласие с экспериментом может быть достигнуто учетом двух факторов: геометрического - наличие наклонных Н/С границ [127] и, как следствие - перераспределение плотности тока по сечению образца; и второго - присутствие сильно анизотропного эффективного сопротивления квазинормальной области сверхпроводника вблизи Н/С границы.

Положения, выносимые на защиту, и представление результатов

1. Проведено экспериментальное исследование резистивной аномалии в алюминиевых наноструктурах.
2. Разработана модель явления, дающая удовлетворительное количественное согласие с экспериментом.

Основные результаты этой главы были опубликованы в рецензируемых изданиях [97], [128], [129], [114], [98], докладывались на региональных [134], [135], [136], [137], [138] и международных конференциях [139], [140].

Глава 6

Флуктуации в квазиодномерных сверхпроводящих каналах

Введение

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*. Влияние флуктуаций на свойства сверхпроводников - исключительно интересный вопрос, и соответствующие исследования продолжаются и по сей день. Детальное освещение вопроса явно выходит за рамки настоящей главы, и интересующийся читатель может получить информацию в подробных монографиях [141], [142].

Как типично для флуктуаций, их вклад особенно заметен в системах пониженной размерности. Влияние флуктуаций на форму резистивного перехода сверхпроводника $R(T)$ качественно различается для двух предельных случаев: $T \gtrsim T_c$ и $T \lesssim T_c$. В первом случае система находится "преимущественно" в нормальном состоянии, и имеет смысл говорить о зарождении сверхпроводящей фазы за счет термодинамических флуктуаций. Во втором случае образец большей частью - сверхпроводящий, и роль флуктуаций сводится к подавлению параметра порядка.

В этом разделе нас будет интересовать эффект наличия конечного сопротивления квазиодномерных сверхпроводящих каналов при температурах ниже критической. 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. Следовательно, при условии, что флуктуации происходят не слишком часто, их вероятность пропорциональна $\sim \exp(-\Delta F/W_{fluct})$, где W_{fluct} - характерная энергия флуктуаций. В системе, соединенной с внешним источником тока, на время флуктуации параметр порядка обращается в ноль, и электрический ток в области кода флуктуации $\sim \xi$ переносится квазичастичными возбуждениями, что приводит к конечному

падению напряжения. 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, с аналогичной, приведенной выше, экспоненциальной зависимостью $R(T) \sim \exp(-\Delta F / W_{fluct})$.

Принципиальным вопросом является: что считать характерной энергией флуктуации? Достаточно близко к критической температуре $|T - T_c| \ll T_c$ соответствующей величиной является тепловая энергия $k_B T$, приводя, к так называемым, *термическим* флуктуациям. Однако более поздние исследования обратили внимание на то, что, учитывая квантовую природу сверхпроводимости, должны существовать *квантовые* флуктуации, в которых $W_{fluct} = h\gamma_{QPS}$, где γ_{QPS} - частота флуктуаций параметра порядка. Качественным отличием термических флуктуаций от квантовых является конечная вероятность последних при сколь угодно малых температурах, включая $T \rightarrow 0$, в то время как вклад первых - существенен только в непосредственной близости к критической температуре $T \rightarrow T_c$. Т. к. вероятность обоих процессов связана с абсолютной величиной потенциального барьера $\Delta F \sim \sigma$, то следует ожидать наиболее яркого проявления флуктуаций в системах с малым эффективным сечением σ .

Несколько иной формализм для описания флуктуаций в квазиодномерных сверхпроводниках был предложен Little [143]. В токнесущем одномерном сверхпроводящем канале комплексный параметр порядка $\Delta = |\Delta| e^{i\varphi}$ в полярных координатах может быть представлен в виде спирали, шаг которой соответствует градиенту $\nabla_x \Delta$, а диаметр - амплитуде $|\Delta|$ (Рис. 6-01). В этом представлении флуктуация эквивалентна изменению фазы φ на $\pm 2\pi$, что объясняет происхождение альтернативного выражения для описания процесса - *проскальзывание фазы* (ПФ). Начальное $\varphi = \varphi_0$ и конечное $\varphi = \varphi_0 \pm 2\pi$ состояния разделены потенциальным барьером δF_0 . Термическая флуктуация (термически активированное проскальзывание фазы - ТАПФ) формально эквивалентна классическому процессу движения частицы над барьером, а квантовая (квантовое проскальзывание фазы - КПФ) - туннелированию под барьером. В системах с конечной плотностью сверхтока $j_S^x \sim |\Delta| \nabla_x \Delta$, задаваемой внешним источником, состояния $\varphi = \varphi_0$ и $\varphi = \varphi_0 \pm 2\pi$ энергетически не эквивалентны. Поэтому процесс ПФ приводит к диссипации, и, как следствие - конечному сопротивлению системы.

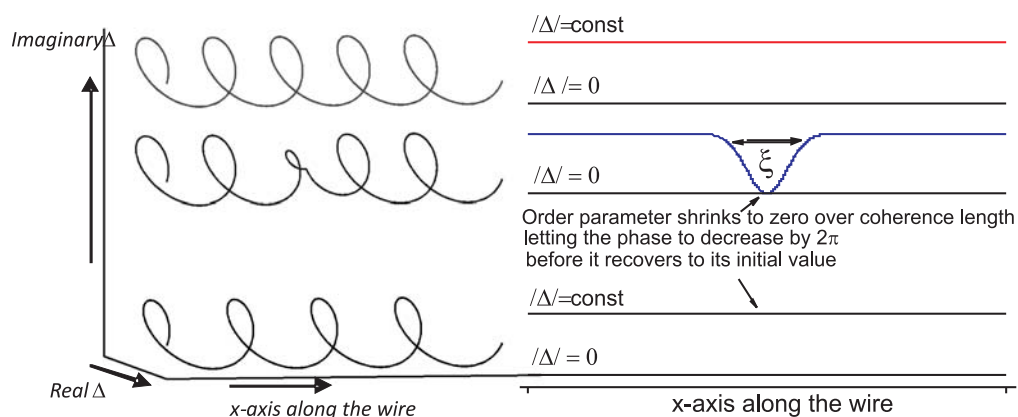


Рис. 6-01.

Схематическое представление процесса проскальзывания фазы. Эволюция параметра порядка $\Delta = |\Delta| e^{i\varphi}$ в полярных координатах может быть наглядно представлена как потеря витка спирали. На короткое время порядка $\sim \hbar/|\Delta|$ в области когерентности $\sim \xi$ амплитуда $|\Delta|$ обращается в ноль, а фаза - "проскальзывает" на 2π [144].

Следует заметить, что проскальзывание фазы - удобный формализм для описания эволюции параметра порядка в квазиодномерном сверхпроводящем канале. И в этом смысле эта терминология уже использовалась нами в *Главе 2* при описании индуцированных током неравновесностей. Однако, во избежание недоразумения, необходимо четко понимать качественное различие. В случае флуктуаций, ПФ - квантовый процесс, который может быть охарактеризован лишь эффективной частотой, и не имеет ни в пространстве, ни во времени определенного положения. Индуцированное током ПФ, в этом смысле - "классический" процесс, который происходит с Джозефсоновской частотой, а соответствующие центры проскальзывания фазы (ЦПФ) - локализованы в пространстве на неоднородностях образца, где амплитуда параметра порядка минимальна.

Постановка задачи

Теоретическая модель, описывающая термические флуктуации, была разработана в конце 60-х годов, и соответствующие экспериментальные работы не заставили себя долго ждать. Однако, учитывая технологический уровень тех лет, работы делались на "вручную" изготовленных микроструктурах на базе сверхпроводящих нитевидных кристаллов - вискеров. С развитием нанотехнологий и, в первую очередь - различных литографических методов, изготовление структур существенно меньших размеров стало легко решаемой задачей. Разумно задаться вопросом: можно ли в этих, существенно более тонких по сравнению с вискерами, структурах наблюдать термические и/или квантовые флуктуации?

Основной задачей настоящего раздела является экспериментальное исследование термических и квантовых флуктуаций в сверхпроводящих наноструктурах.

Термические флуктуации

Количественное описание конечного сопротивления квазиодномерного сверхпроводника при температурах $T < T_c$ за счет термических флуктуаций было предложено Langer - Ambegaokar [47]. 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 $|T - T_c| \ll T_c$. Существенно более слабая температурная зависимость также содержится и в предэкспоненциальном члене, который позднее был точнее оценен в работе McCumber - Halperin [48]. Совместное выражение, следующее из двух расчетов [47], [48] (LAMH), определяет при заданной температуре T частоту термических флуктуаций $\gamma_T(T, I)$ смещенного по току I квазиодномерного сверхпроводящего канала с сечением σ и длиной L : $\xi < \sigma^{1/2} \ll L$:

$$\gamma_T(T, I) = \Omega(T) \exp \left[-\frac{\delta F_0}{k_B T} - \left(\frac{2}{3} \right)^{1/2} \frac{I^2}{3\pi I_1 I_c} \right] \sinh \left(\frac{I}{2I_1} \right) \quad (6.01)$$

где I_c - критический ток, $I_1 = k_B T / \Phi_0$, $\Phi_0 = h/2e$ - квант магнитного потока и $\Omega(T)$ - предэкспоненциальный член

$$\Omega(T) = \frac{1}{\tau_{GL}} \frac{L}{\xi(T)} \left(\frac{\delta F_0}{k_B T} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{2I}{3I_c} \right)^{15/4} \quad (6.02)$$

в котором $\tau_{GL} = \pi \hbar / 8k_B (T_c - T)$ - характерное время Гинзбурга-Ландау, описывающее релаксацию сверхпроводящего параметра порядка, и $\xi(T)$ - зависящая от температуры длина когерентности. Как обсуждалось выше, потенциальный барьер δF_0 определяется энергией конденсации сверхпроводящей фазы в объеме $\sigma \xi(T)$ и может быть выражен через величину критического магнитного поля $H_c(T)$:

$$\delta F_0 = \frac{8\sqrt{2}}{3} \frac{H_c^2(T)}{8\pi} \sigma \xi(T) \quad (6.03)$$

Доминирующий вклад в выражении 6.01 дается экспоненциальным членом. Конечное значение измерительного тока I приводит как к понижению потенциального барьера (подэкспоненциальный член в выражении 6.01), так и - сильной зависимостью $\sim \sinh(I/2I_1)$.

Оба вклада становятся существенными при достаточно сильных токах $I \sim I_c, I_1$, и могут не учитываться при анализе типичных экспериментальных зависимостей $R(T)$, как правило, измеряемых в линейном режиме $I \ll I_c$.

Область применимости модели ЛАНН дается условием [35]

$$G_{1D} \ll \frac{T_c - T}{T_c} \ll 1 \quad (6.04)$$

где $G_{1D} = 1.3(p_F^2 \sigma)^{-2/3} (k_B T_c \tau_{el} / h)^{-1/3}$ - параметр Гинзбурга-Ландау для одномерного сверхпроводящего канала, $\tau_{el} = \ell / v_F$ - характерное время упругого рассеяния электронов. Левая часть сильного неравенства 6.04 соответствует стандартному условию применимости модели Гинзбурга-Ландау: малость параметра порядка. Правая часть выражения 6.04 формально означает, что для того, чтобы описываться моделью ЛАНН, термические флуктуации должны быть достаточно "редким" явление когда $\delta F_0 \gg k_B T$ или, иными словами - $R(T) \ll R_N$.

С развитием тематики был предложен ряд уточнений для описания термических флуктуаций [145], [35], [146]. Однако основной вывод остается неизменным: в достаточной близости к критической температуре конечное эффективное сопротивление сверхпроводящего канала экспоненциально спадает с уменьшением температуры T и ростом сечения образца σ :

$$R(T) \sim \exp(-\sigma/T) \quad (6.05)$$

Вскоре после появления количественной теории ЛАНН были проведены эксперименты [21] и [23], находящиеся в хорошем согласии с предсказаниями модели (Рис. 6-02). Следует обратить внимание, что в то время, единственно доступными экспериментаторам квазиодномерными объектами являлись нитевидные монокристаллы - вискеры. Детали роста и изготовления таких образцов подробно обсуждены в *Главе 1*. Для оловянных кристаллов с характерным диаметром порядка 1 мкм и длиной до 1 мм, экспериментально детектируемая ширина $R(T)$ перехода составляет всего $\delta T_c \sim 1$ мК (Рис. 6-02). Вполне разумно предположить, что в образцах аналогичных рамеров, но не являющихся монокристаллами (как вискеры), форма $R(T)$ зависимости может сильно уширяться за счет присутствия дефектов, затрудняя сравнение с теорией, построенной для однородных систем.

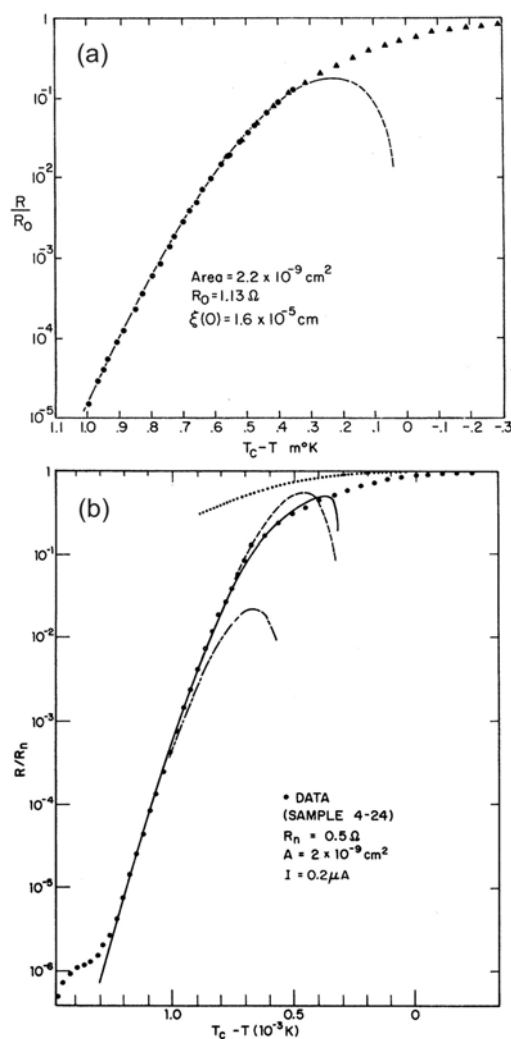


Рис. 6-02.

Экспериментальные $R(T)$ зависимости для оловянных виско́ров (символы). (а) Сплошная линия соответствует модели LAMN [21]. (б) Пунктирная линия соответствует модели LAMN [23].

Относительно недавно появились экспериментальные сообщения, что в достаточно неупорядоченных наносистемах существенно меньших размеров $R(T)$ зависимости также удовлетворительно описываются моделью LAMN [147], [148] (Рис. 6-03 и 6-04). Правомочность использования теории LAMN для описания формы $R(T)$ переходов при температурах существенно ниже критической [147], [148] была поставлена под сомнение как нарушающая область применимости модели (выражение 6.04) [149], [150]. Не исключена возможность, что сверхтонкие наноструктуры с диаметром менее 10 нм и длиной порядка 100 нм, изготавливаемые методом молекулярного декорирования [151], вообще не могут классифицироваться как квазиодномерные. Методика их изготовления предполагает наличие "массивных" сверхпроводящих контактов и, как следствие - существенное проникновение

сверхпроводимости из контактов (эффект близости) на масштабе $\xi_N \sim 40$ нм, сравнимым с длиной всего "тела" образца. Исходя из сказанного, указанные наноструктуры сверхмалых размеров, скорее всего, должны рассматриваться как квазиульмерные сверхпроводящие объекты типа Джозефсоновских мостиков [35].

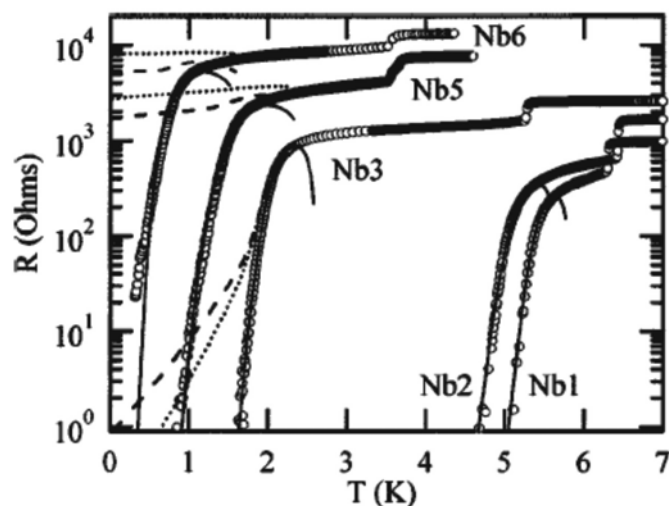


Рис. 6-03.

Температурные зависимости сопротивления для нескольких ниобиевых наноструктур с диаметром от 7 до 15 нм и с длиной от 100 до 200 нм, изготовленных методом молекулярного декорирования (см. [151]). Сплошные линии соответствуют зависимости $1/R(T) = 1/R(T)_{LAMH} + 1/R_N$ [147].

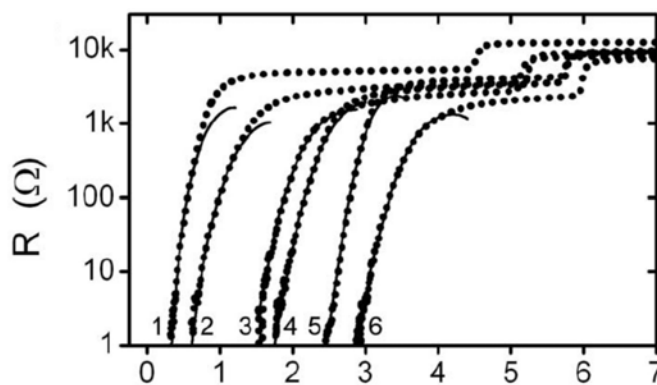


Рис. 6-04.

Температурные зависимости сопротивления от температуры для нескольких MoGe наноструктур с диаметром от порядка 10 нм и с длиной около 100 нм, изготовленных методом молекулярного декорирования (см. [151]). Сплошные линии соответствуют модели LAMH [148].

Методом взрывной электроннолучевой литографии (см. *Главу 1*) нами был изготовлен ряд многотерминальных сверхпроводящих наноструктур с диаметром $\sigma^{1/2}$ от 40 до 100 нм и длиной от 1 мкм до 50 мкм с электродами из того же самого материала, что и сам образец (нанопровод) - Рис. 6-05. Шероховатость поверхности составляет менее 10 нм, что также является вполне стандартной величиной для этого класса образцов (Рис. 6-06). Изученные наноструктуры являются вполне типичными для литографически изготовленных систем: поликристаллические тонкопленочные полосы, сформированные из плотноупакованных металлических гранул с характерным размером порядка нескольких десятков нм. Все доступные методы микроскопического анализа и гальваномагнитные измерения (см. подробнее следующую *Главу*) свидетельствуют о том, что в исследованных образцах нет туннельных барьеров или каких-либо других "слабых звеньев", которые могли бы рассматриваться как Джозефсоновские контакты.

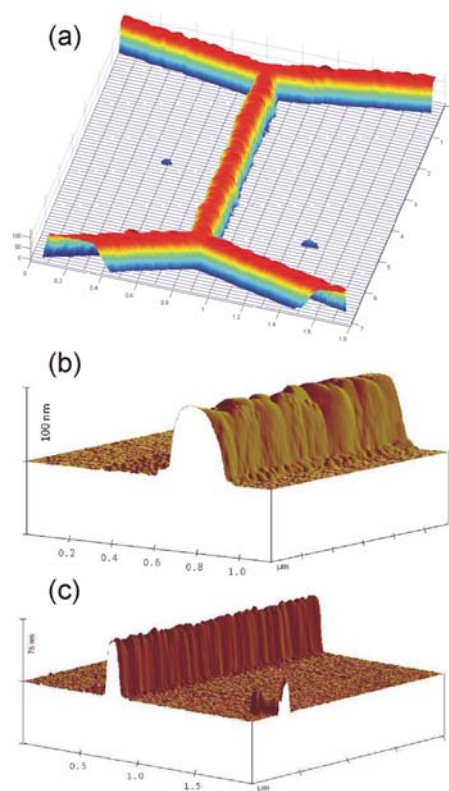


Рис. 6-05.

Микрофотографии типичных наноструктур, полученные сканирующим силовым микроскопом. (а) Общий план достаточно короткого образца. (б) Фрагмент оловянного нанопровода (с) Фрагмент алюминиевого нанопровода. Следует обратить внимание на различие масштабов в плоскости образца (мкм) и по вертикали (нм).

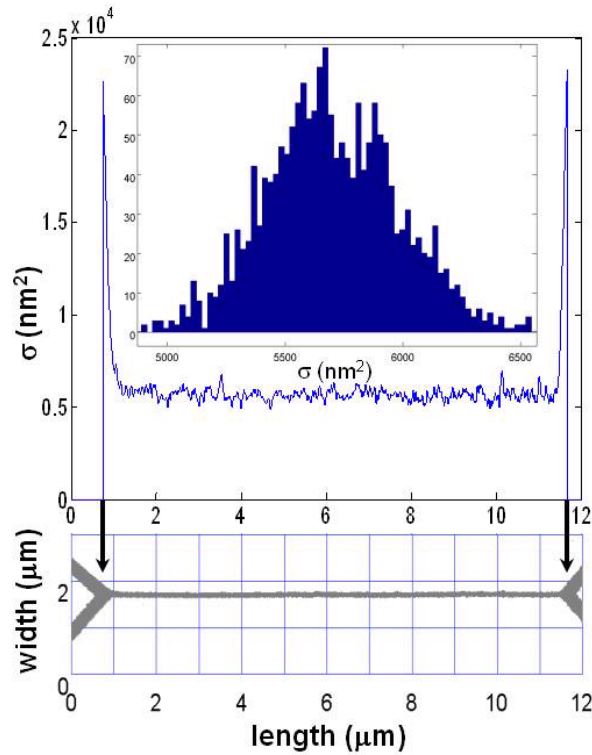


Рис. 6-06.

(Верхняя панель) Зависимость сечения алюминиевого нанопровода σ вдоль длины, измеренная силовым микроскопом (нижняя панель). На вставке к верхней панели показана гистограмма распределения измеренных сечений [152].

$R(T)$ зависимости измерялись в четырехконтактной конфигурации при токах $I \ll I_c$. Преимущественно исследовались алюминиевые наноструктуры, но ряд экспериментов также проводился на оловянных системах. Пример типичной экспериментальной $R(T)$ зависимости представлен на Рис. 6-07. Ширина перехода δT_c существенно превосходит расчеты на базе модели LAMH (Рис. 6-08). Следует обратить внимание на логарифмический масштаб шкалы сопротивлений на Рис. 6-07 и 6-08. В стандартном линейном масштабе все $R(T)$ зависимости выглядят вполне "резкими". Еще раз напоминаем, что речь идет об области сопротивлений $R(T) \ll R_N$.

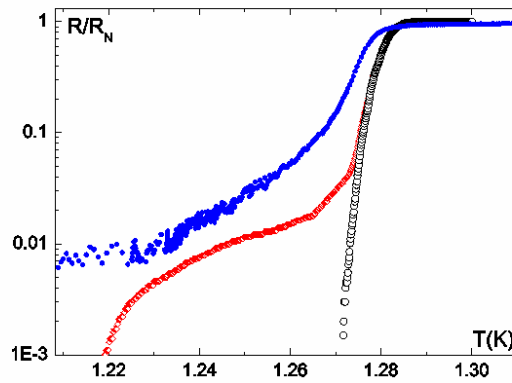


Рис. 6-07.

Экспериментальная $R(T)$ зависимость (сплошные кружки $\bullet$) для алюминиевого нанопровода с длиной $L = 10$ мкм и с эффективным диаметром $\sigma^{1/2} = 75$ нм (Рис.6-06). Открытые кружки ($\circ$) соответствуют модели, описывающей форму сверхпроводящего перехода размерной вариацией локальной критической температуры вдоль образца $T_c(x)$. Ромбы ($\diamond$) - та же модель, но с учетом влияния приконтактной области. Следует обратить внимание на логарифмический масштаб шкалы сопротивления. В стандартном линейном масштабе все $R(T)$ зависимости выглядят вполне "резкими" [118].

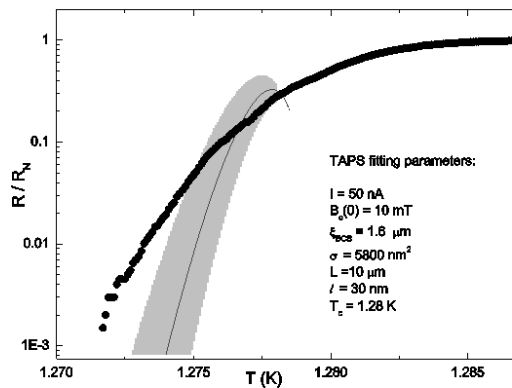


Рис. 6-08.

Расчетная $R(T)$ зависимость ($\bullet$) описывающая форму перехода вариацией локальной критической температуры для того же самого образца, что и на Рис. 6-07. Сплошной линией проведена расчетная зависимость на базе модели ЛАМН с реалистичными параметрами, приведенными на вставке к рисунку. Серая область соответствует возможным положениям ЛАМН зависимости при допущении 10% неопределенности параметров модели [118].

Т. к. все образцы изготавливались в сверхвысоком вакууме напылением электронной пушкой из мишени с чистотой не менее 99,9995%, трудно предположить химическую неоднородность материала. Однако, очевидно, что в любом образце всегда присутствуют структурные и геометрические неоднородности (Рис. 6-05 и 6-06). Для материалов с простой поверхностью Ферми, как олово (в металлической фазе) или алюминий, трудно ожидать заметной вариации сверхпроводящих параметров между различными гранулами поликристаллической пленки. Хотя этот вклад не должен полностью исключаться из рассмотрения. Существенно более заметным оказывается влияние геометрической неоднородности, особенно сильно проявляющейся в алюминиевых наноструктурах.

Хорошо известно, что, как в тонких пленках, так - и в нанопроводах, изготовленных из алюминия, критическая температура зависит от характерного (минимального) размера d . Природа этого явления не ясна: существуют множество моделей, предсказывающих как увеличение, так - и уменьшение критической температуры в низкоразмерных сверхпроводниках. Не пытаясь ответить на этот вопрос, можно просто принять экспериментально известную $T_c(d)$ зависимость как объективно существующий эффект (Рис. 6-09) и оценить соответствующий вклад этого размерного эффекта на форму $R(T)$ зависимости.

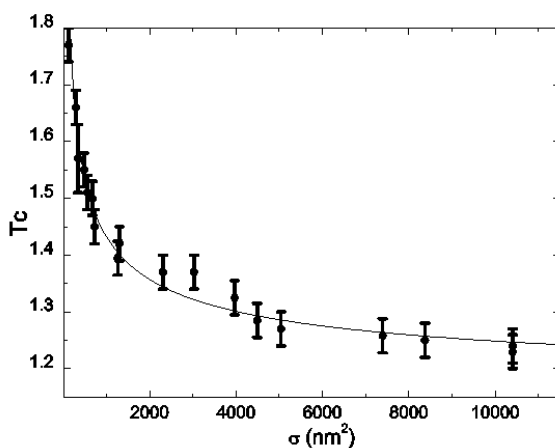


Рис. 6-09.

Экспериментальная зависимость критической температуры T_c алюминиевого нанопровода от его сечения σ . Сплошная кривая - эмпирическая усредненная зависимость [6].

Оказывается, что даже весьма незначительная шероховатость поверхности литографически изготовленного нанопровода (Рис. 6-06) может привести к заметному уширению $R(T)$

зависимости по сравнению с расчетами на базе модели ЛАМН, построенной для однородной системы с $T_c = const$. На Рис. 6-07 приведены расчеты формы $R(T)$ перехода с использованием измеренной силовым микроскопом зависимости сечения σ вдоль образца (Рис. 6-06) и эмпирической зависимости $T_c(\sigma)$ (Рис. 6-09). Учет влияния конечной геометрии образца - наличие более широких участков в области контактов и соответствующая вариация локальной критической температуры - дает еще один дополнительный вклад в эффект. Сравнивая эти расчетные $R(T)$ зависимости с экспериментальными (Рис. 6-07) и аналогичными расчетами на базе модели ЛАМН (Рис. 6-08), можно сделать однозначный вывод, что в литографически изготовленных наноструктурах форма $R(T)$ перехода определяется неоднородностью образца. Вклад термических флуктуаций не разрешим на фоне этого более сильного паразитного эффекта.

Следует признать, что исследованные более 40 лет назад нитевидные монокристаллы представляют куда более оптимальную систему для экспериментальной проверки справедливости модели ЛАМН, чем - современные, литографически изготовленные наноструктуры. Учитывая, что исследованные в этом разделе нанопровода, по всем параметрам не уступают аналогичным системам, изготавливаемым в различных лабораториях, можно достаточно иронично отнестись к появляющимся периодически сообщениям, где форма экспериментального $R(T)$ перехода фитируется моделью ЛАМН с неким "специальным" набором параметров.

Квантовые флуктуации

Не смотря на то, что вопрос квантовых флуктуаций обсуждался достаточно давно, количественная теория эффекта в одномерных сверхпроводниках была предложена относительно недавно [153], [154], [155]. Модель применима при сверхнизких температурах $T \ll T_c$ и принимает во внимание широкий спектр неравновесных, диссипативных и прочих электромагнитных эффектов, происходящих в квазиодномерных сверхпроводящих каналах. Одним из основных выводов теории является наличие конечного сопротивления тонкого сверхпроводника с диаметром $\sigma^{1/2}$ порядка 10 нм при температуре $T \rightarrow 0$. Частота квантовых флуктуаций γ_{QPS} (частота КПФ) просто выражается через легко измеряемые величины:

$$\gamma_{QPS} = b \frac{\Delta(T)}{h} \frac{R_q}{R_N} \left(\frac{L}{\xi(T)} \right)^2 \exp(-S_{QPS}) \quad (6.06)$$

$$S_{QPS} = a \frac{R_q}{R_N} \frac{L}{\xi(T)} \quad (6.07)$$

где L - длина образца, σ - его сечение, $R_N = \rho_N(L/\sigma)$ - стандартное выражение для полного сопротивления провода с удельным сопротивлением ρ_N в нормальном состоянии, $R_q = h/(2e)^2 = 6.47$ кОм. Т. к. ниже будут обсуждаться эксперименты с простыми (не высокотемпературными) металлическими сверхпроводниками, для определения температурной зависимости щели $\Delta(T)$ можно использовать стандартное БКШ выражение. Единственным, не тривиально определяемым из эксперимента, параметром является длина свободного пробега электрона ℓ . Однако, используя известные из литературы данные для продукта $\ell\rho_N = const$, эта величина может быть определена с достаточной точностью. Свободными параметрами являются численные константы a и b порядка единицы, которые модель [153], [154], [155] не может определить более аккуратно.

С точностью до доминирующего экспоненциального члена, эффективное сопротивление тонкого сверхпроводника $R(T \ll T_c)$ может быть записано как:

$$R(T) = \tilde{R}\Delta(T)S_{QPS}^2 \frac{L}{\xi(T)} \exp(-2S_{QPS}) \quad (6.08)$$

Следует подчеркнуть, что коэффициент "2" под экспонентой и вторая степень S_{QPS} происходят от парных КПФ процессов. Как и в предыдущем случае термических флуктуаций, речь идет об экспоненциально малых величинах $R(T) \ll R_N$. Поэтому, точное значение коэффициента $\tilde{R}$ не существенно. При фитировании экспериментальных зависимостей $\ln[R(T)]$ от температуры T вклад величины $\tilde{R}$ сводится к смещению расчетных кривых по абсолютной шкале сопротивления.

Полезно отметить, что для сверхпроводящих наноструктур в "грязном пределе" $\ell \ll \xi$, длина когерентности определяется как $\xi \simeq \sqrt{\ell\xi_0}$ через соответствующую величину в "чистом пределе" $\xi_0 = \hbar v_F/\pi\Delta_0$. Элементарная подстановка параметров показывает, что вклад квантовых флуктуаций, экспоненциально зависящий от $S_{QPS} \sim T_c^{1/2}\sigma/\rho_N$, при минимально технологически достижимом сечении нанопровода σ , будет максимален в низкотемпературных сверхпроводниках с высоким удельным сопротивлением в нормальном состоянии ρ_N .

Первым экспериментальным сообщением о наблюдении КПФ, по всей видимости, можно считать работу [156], в которой исследовались *MoGe* нанополоски с эффективным диаметром до 30 нм. Не смотря на то, что работа была, в основном, направлена на изучение влияния беспорядка на транспортные свойства низкоразмерных сверхпроводников, авторами было обращено внимание на низкотемпературные "хвосты" на $R(T)$ зависимостях (Рис. 6-10) и

высказано предположение, что эти воспроизводимые особенности могут быть связаны с проявлением квантовых флуктуаций.

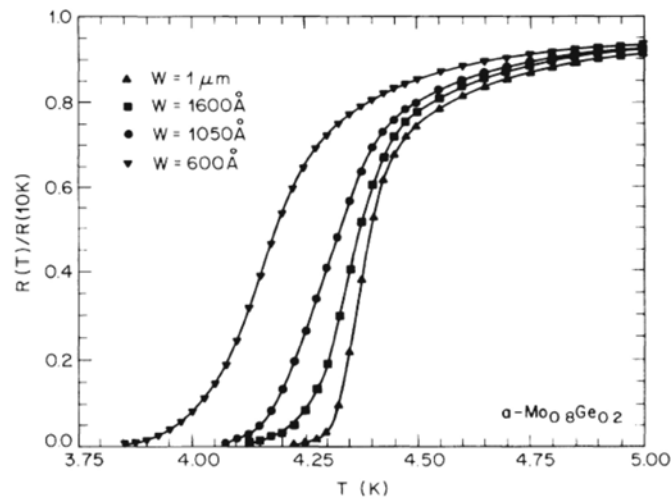


Рис. 6-10.

Серия экспериментальных $R(T)$ зависимостей для MoGe нанополосок с толщиной 5 нм и с различной шириной w [156].

В серии работ Giordano с соавторами [157], [158], [159], [160], [161] исследовались специально изготовленные нанопровода треугольного сечения из индия и сплавов индий-свинец с эффективным диаметром до 15 нм. Было обнаружено, что в наиболее тонких структурах в низкотемпературной части $R(T)$ перехода экспериментальные данные обнаруживают существенно более слабую температурную зависимость, чем это предписывается моделью термических флуктуаций ЛАМН. Наблюдаемая в ряде экспериментов точка перегиба T^* (Рис. 6-11) была отождествлена с равенством частоты квантовых и термических ПФ: $\hbar\gamma_{QPS} = k_B T^*$.

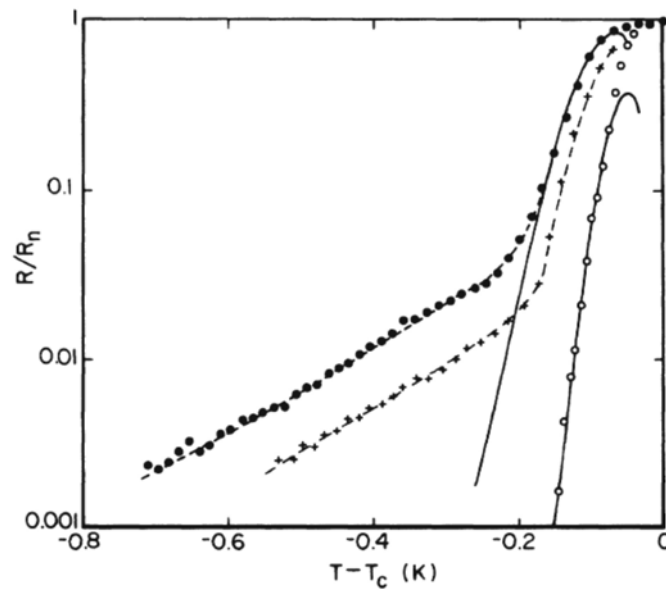


Рис. 6-11.

Серия экспериментальных $R(T)$ зависимостей для индиевых нанопроводов с диаметром 41 нм (●), 50.5 нм (+) и 72 нм (○). Сплошные линии соответствуют модели ЛАМН [157].

В работах [162], [163], [164] исследовались *in situ* изготовленные при криогенных температурах тонкопленочные нанополоски из свинца, олова и сплавов свинец-висмут. Была прослежена четкая зависимость: чем тоньше образец и/или выше его удельное сопротивление ρ_N , тем заметнее отклонения формы сверхпроводящего перехода от модели термических флуктуаций ЛАМН (Рис. 6-12). Не смотря на то, что авторами не делались никакие утверждения о роли квантовых флуктуаций, на наш взгляд эти эксперименты - явное доказательство присутствия не термических флуктуаций в тонких сверхпроводящих системах. Все перечисленные работы делались до появления микроскопической модели Голубева - Заикина [153], [154], [155] и никакие количественные оценки вклада квантовых флуктуаций не приводились.

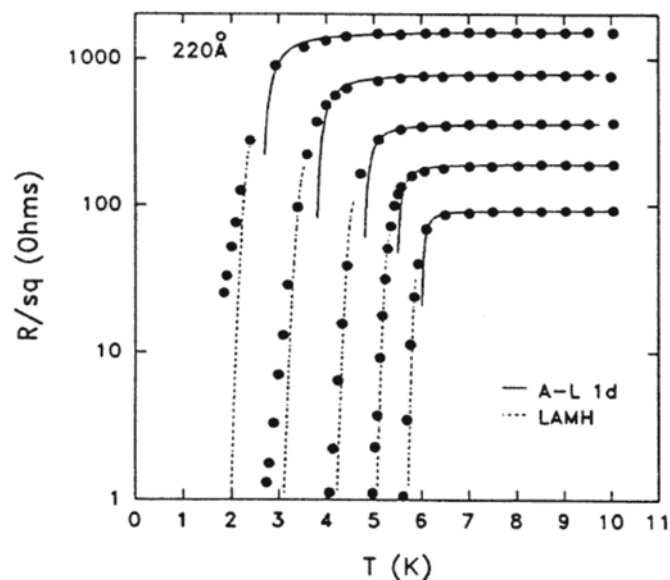


Рис. 6-12.

Серия экспериментальных $R(T)$ зависимостей для Pb нанопроводов с шириной $w=22$ нм и различной толщиной. Точечные линии соответствуют модели LAMH [162].

В серии работ [165], [166], [147], [148] для изготовления исключительно тонких сверхпроводящих систем использовался элегантный метод молекулярного декорирования [151]: подвешенная углеродная нанотрубка, интеркалированная фтором, использовалась как изолирующая подложка, на которую наносилась тонкая пленка сверхпроводника - ниобий или $MoGe$. С точки зрения авторов этих работ, ниобиевые системы не обнаружили низкотемпературных аномалий, свидетельствующих о присутствии квантовых флуктуаций (Рис. 6-03), и полученные результаты были интерпретированы как демонстрация вклада термических флуктуаций [147]. Как указывалось в предыдущем разделе, с нашей точки зрения, утверждение о согласии результатов [147] с моделью LAMH - не вполне убедительно. С другой стороны, использование ниобия для этого класса экспериментов - крайне проблематично. Во-первых, хорошо известно, что ниобий - технологически "капризный" материал, и получение однородных пленок (не говоря о нанопроводах суб-10 нм размеров!) - сложная задача. Во-вторых, как отмечалось выше, вероятность квантовых флуктуаций экспоненциально зависит от критической температуры $\sim \exp(-T_c^{1/2})$. Оценки показывают, что наблюдение эффекта КПФ в ниобии требует изготовления (однородного!) нанопровода с сечением порядка 1 нм, что на настоящий момент технологически не представляется реальным. Исходя из сказанного, отсутствие экспериментально наблюдаемого вклада квантовых флуктуаций в ниобиевых наноструктурах [147] - вполне ожидаемый результат.

Дискуссия по интерпретации экспериментов на сверхмалых $MoGe$ наноструктурах еще

не закончена. В ранних работах были сделаны утверждения о присутствии квантовых флуктуаций [165], [166] (Рис. 6-13), но в более поздних исследованиях теми же авторами утверждалось что форма $R(T)$ перехода в $MoGe$ системах согласуется с моделью термических флуктуаций ЛАМН [148] (Рис. 6-04). Как указывалось выше, на наш взгляд, изготовленные методом молекулярного декорирования сильно неупорядоченные $MoGe$ нанопровода [165], [166], [148] представляют далеко не оптимальную систему для исследования вклада флуктуаций, в первую очередь, из-за их короткой длины ~ 100 нм и, как следствие - сильного влияния эффекта близости с контактами. Однако, нами были сделаны расчеты, которые показывают, что (некоторые) $R(T)$ зависимости в $MoGe$ нанополосках могут быть удовлетворительно описаны моделью КПФ Голубева - Заикина [153], [154], [155] (Рис. 6-13, сплошные кривые).

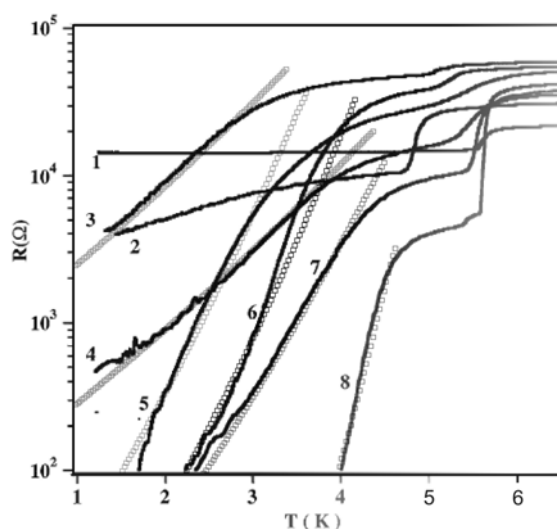


Рис. 6-13.

Серия экспериментальных $R(T)$ зависимостей для $MoGe$ нанополоск различных размеров, изготовленных методом молекулярного декорирования [165], [166]. Сплошные кривые - фитирующие зависимости, построенные автором на базе модели квантовых флуктуаций [35].

Общий недостаток приведенных выше экспериментов - необходимость исследования нескольких наноструктур, из которых делается вывод, что в более тонких образцах присутствует некий (размерный) эффект, а в "толстых" - он отсутствует. Как хорошо известно, изготовление наноструктур исключительно малых размеров с диаметром ~ 10 нм, необходимых для наблюдения КПФ - сложный технологический процесс с плохой воспроизводимостью результатов. Поэтому при таком подходе всегда остается вероятность

присутствия паразитных вкладов, делающих вывод о присутствии (или отсутствии) размерного эффекта не вполне однозначным.

Исходя из сказанного, нами был предложен принципиально другой подход - исследование эффекта флуктуаций в квазиодномерных системах на одном и том же образце с последующим уменьшением его эффективного диаметра. Естественно, цикл исследований включал повторные измерения на многих образцах, у каждого из которых измерялись $R(T)$ зависимости после каждого этапа уменьшения диаметра. Детали запатентованной нами методики [17], [18] приведены в *Главе 1*. Не повторяя сказанного, отметим, что метод последовательного уменьшения размеров наноструктуры низкоэнергетическим ионным травлением практически не приносит в объект дефектов, "полируя" поверхность с нм разрешением [12], [15] (Рис. 6-14). Новые дефекты в обработанном образце не могут появиться, и, если с уменьшением характерного размера наблюдается некий эффект - он с большой вероятностью может быть классифицирован как размерный.

Типичная эволюция формы $R(T)$ перехода алюминиевого нанопровода за несколько циклов уменьшения эффективного диаметра $\sigma^{1/2}$ приведена на Рис. 6-15. Хорошо прослеживается, что при диаметрах выше 17 нм все зависимости - достаточно "резкие", а ниже - происходит заметное уширение $R(T)$ зависимости. Еще раз следует отметить, что обсуждаемое "уширение" хорошо заметно только в логарифмическом масштабе сопротивлений. В стандартных линейных координатах $R - T$ все кривые (за исключением - для самого тонкого 8 нм образца) - достаточно резкие. Сдвиг всего фазового перехода в сторону меньших температур с уменьшением диаметра, по всей видимости, не имеет отношения к флуктуациям и есть следствие, отмеченной выше и хорошо известной для алюминия, размерной зависимости критической температуры $T_c(\sigma)$.

Исключительная точность нашего метода уменьшения диаметра нанопровода, позволяет детально проследить эволюцию эффекта с нм разрешением (Рис. 6-16). Попытка описать форму экспериментальных $R(T)$ зависимостей в рамках модели термических флуктуаций с использованием разумного набора параметров приводит к гигантскому несоответствию с теорией ЛАМН (Рис. 6-16, пунктирные кривые). В то время как модель квантовых флуктуаций Голубева-Заикина [153], [154], [155] дает весьма удовлетворительное согласие с экспериментом (Рис. 6-16, сплошные кривые). Следует обратить внимание, что вариация диаметра образца на ± 1 нм приводит к изменению эффективного сопротивления на порядок, что является следствием сильной (экспоненциальной) зависимости эффекта от сечения σ (выражения 6.06 - 6.07)

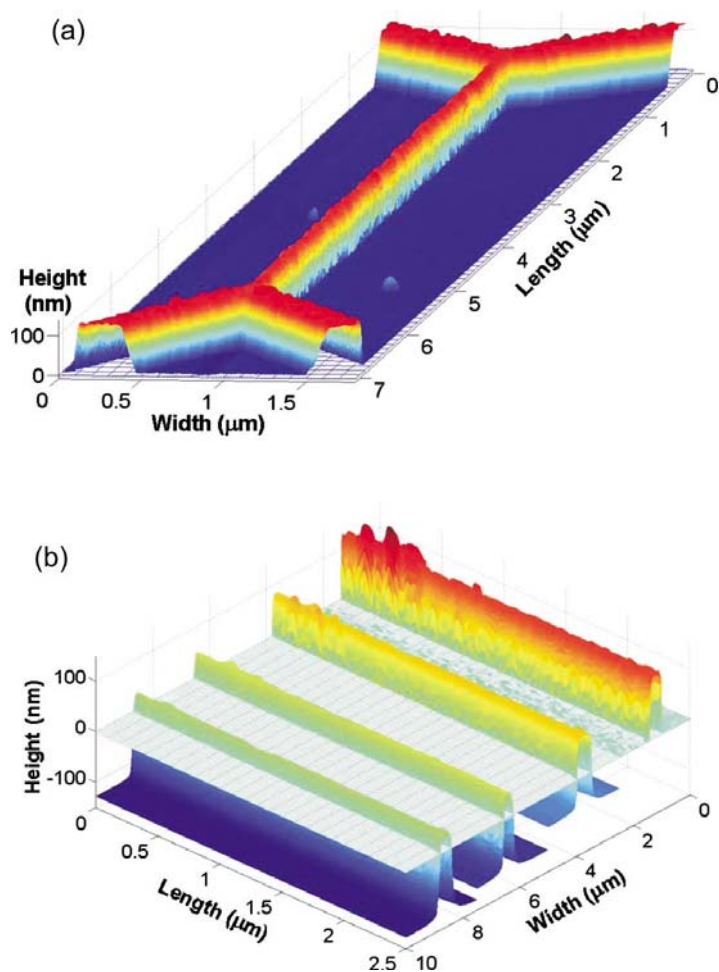


Рис. 6-14.

(a) Микрофотография типичного алюминиевого нанопровода, полученная силовым сканирующим микроскопом, сразу после изготовления методом взрывной электроннолучевой литографии. (b) Аналогичные микрофотографии, показывающие эволюцию фрагмента образца после нескольких циклов ионной полировки. Горизонтальная плоскость соответствует начальному положению подложки. Яркий цвет выше - алюминий, темный - стравленный кремний [167].

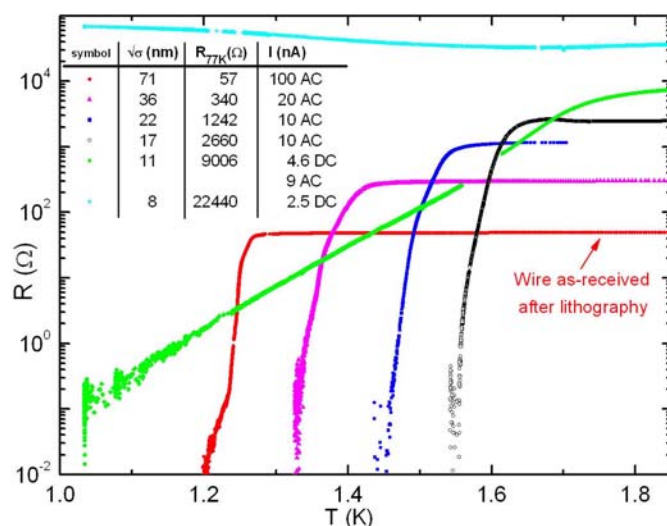


Рис. 6-15.

Типичная эволюция формы $R(T)$ зависимости алюминиевого нанопровода с длиной $L = 10$ мкм за несколько циклов уменьшения эффективного диаметра $\sigma^{1/2}$. Хорошо видно, что при понижении диаметра ниже ~ 15 нм происходит резкое уширение $R(T)$ перехода. Параметры образцов и измерительные токи приведены на вставке [168].

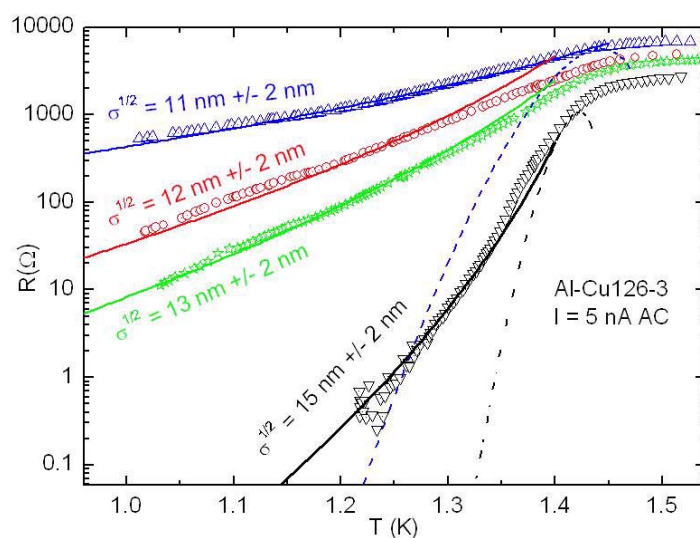


Рис. 6-16.

Типичная эволюция формы $R(T)$ зависимости алюминиевого нанопровода с длиной $L = 10$ мкм за несколько циклов уменьшения эффективного диаметра $\sigma^{1/2}$. Сплошные кривые - модель квантовых флуктуаций Голубева-Заикина [153], [154], [155], пунктирные - модель термических флуктуаций LAMH [167].

Использование титана в качестве материала для исследования квантовых флуктуаций дает еще более убедительное доказательство реальности эффекта. Во-первых, титан - исключительно технологически удобный материал. Изготовленные методом взрывной электроннолучевой литографии и вакуумного напыления титановые наноструктуры имеют исключительно малый размер зерна $\lesssim 5$ нм. Отполированные ионным пучком образцы демонстрируют шероховатость поверхности на уровне ± 1 нм (Рис. 6-17) и исключительную однородность сечения σ . Титан, даже достаточно чистый - высокоомный материал. Малый размер зерна приводит к малой длине свободного пробега $\ell \simeq 1$ нм и, соответственно - еще более высокому удельному сопротивлению ρ_N , что увеличивает вероятность квантовых флуктуаций $\sim \exp(-1/\rho_N)$ (выражения 6.06 - 6.07).

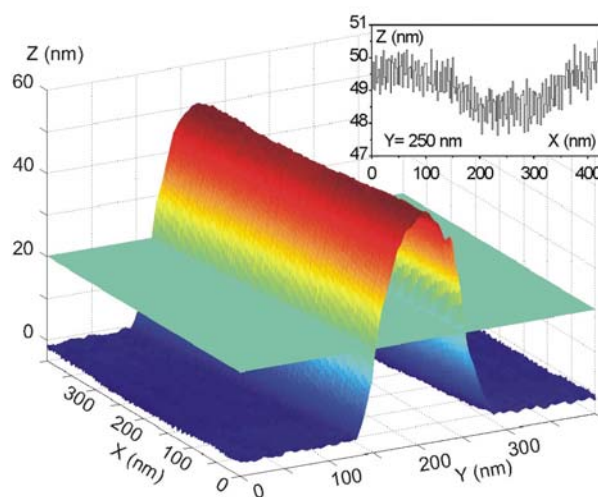


Рис. 6-17.

Микрофотография фрагмента титанового нанопровода после ионной полировки, полученная силовым сканирующим микроскопом. Горизонтальная плоскость соответствует начальному положению подложки. Яркий цвет выше - титан, темный - травленный кремний. На вставке показана зависимость высоты типичного фрагмента образца: шероховатость поверхности составляет ± 1 нм [169].

Типичная эволюция формы $R(T)$ перехода титанового нанопровода за несколько циклов уменьшения эффективного диаметра $\sigma^{1/2}$ приведена на Рис. 6-18. Хорошо прослеживается, что с уменьшением диаметра ниже ~ 40 нм происходит заметное уширение $R(T)$ зависимостей. Попытка описать форму экспериментальных $R(T)$ данных в рамках модели термических флуктуаций с использованием разумного набора параметров не приводит

к сколько-нибудь удовлетворительному согласию с теорией ЛАМН (Рис. 6-18, пунктирные кривые). В то время как модель квантовых флуктуаций Голубева-Заикина [153], [154], [155] дает хорошее согласие с экспериментом (Рис. 6-18, сплошные кривые). Линейная зависимость нормального сопротивления на единицу длины R_N/L от обратного сечения $1/\sigma$ (вставка к Рис. 6-18) подтверждает отсутствие в титановых наноструктурах неомических участков (гипотетических туннельных барьеров?), что является дополнительным свидетельством в пользу однородности образцов.

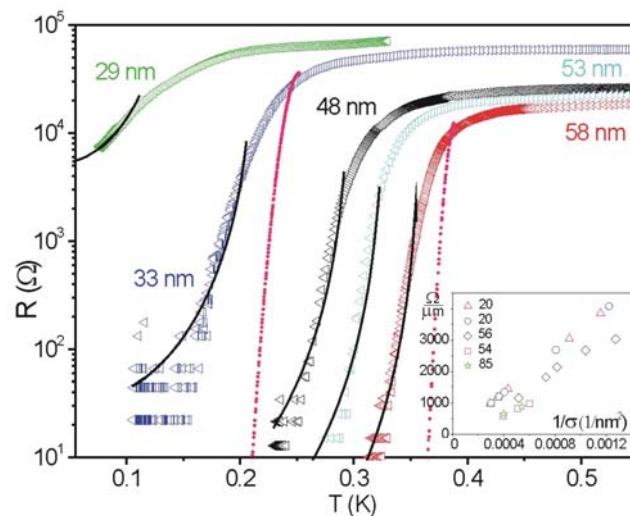


Рис. 6-18.

Типичная эволюция формы $R(T)$ зависимостей титанового нанопровода с длиной $L = 20$ мкм за несколько циклов уменьшения сечения σ . Эффективные диаметры $\sigma^{1/2}$ указаны на рисунке с точностью ± 2 нм. Сплошные кривые - модель квантовых флуктуаций Голубева-Заикина [153], [154], [155], пунктирные - модель термических флуктуаций ЛАМН. На вставке показана зависимость нормального сопротивления на единицу длины R_N/L от обратного сечения $1/\sigma$ для нескольких образцов различной длины L . Линейная зависимость подтверждает омичность наноструктур [169].

Отличная количественная воспроизводимость формы $R(T)$ зависимостей, нормированных на сопротивление в нормальном состоянии R_N , для различных наноструктур близкими значениями сечений σ (Рис. 6-19) подтверждает универсальность явления квантовых флуктуаций как истинно размерного эффекта.

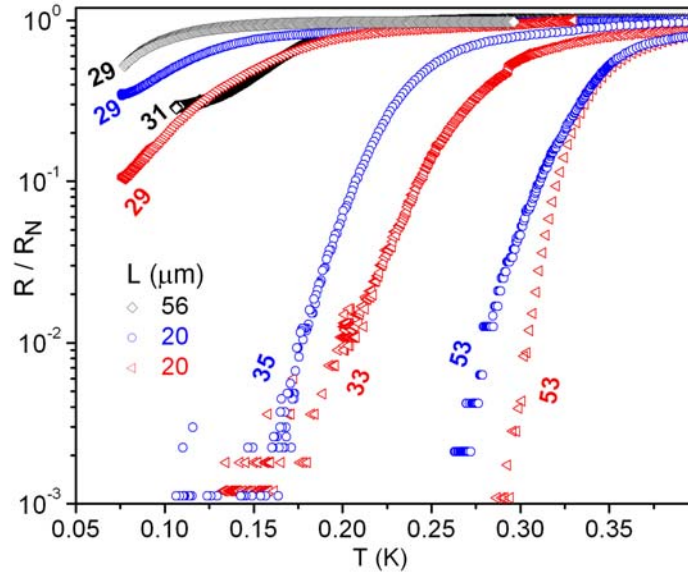


Рис. 6-19.

$R(T)$ зависимости титановых нанопроводов с различными длинами L за несколько циклов уменьшения сечения σ . Эффективные диаметры $\sigma^{1/2}$ указаны на рисунке с точностью ± 2 нм [169].

Все приведенные выше $R(T)$ зависимости для алюминиевых и титановых систем измерялись в линейном режиме малых токов $I \ll I_c$, когда форма $R(T)$ перехода не зависит от измерительного тока. При больших значениях тока $I \rightarrow I_c$ наблюдается перегрев, приводящий к смещению всей $R(T)$ зависимости в область низких температур. Однако, в исследованных нанопроводах существует область промежуточных значений измерительного тока, когда наблюдается весьма нетривиальная зависимость формы $R(T)$ перехода. На вершине перехода при $T \simeq T_c$, экспериментальные $R(T)$ зависимости, измеренные при различных значениях тока, практически совпадают, что свидетельствует о малости Джоулева разогрева. В то время как при низкой температуре $T' \ll T_c$ соответствующее значение $R(T')$ зависит от величины измерительного тока I (Рис. 6-20). Мы связываем этот эффект с уменьшением эффективного потенциального барьера сильным током, идентичным как для термических (выражение 6.01), так и квантовых флуктуаций.

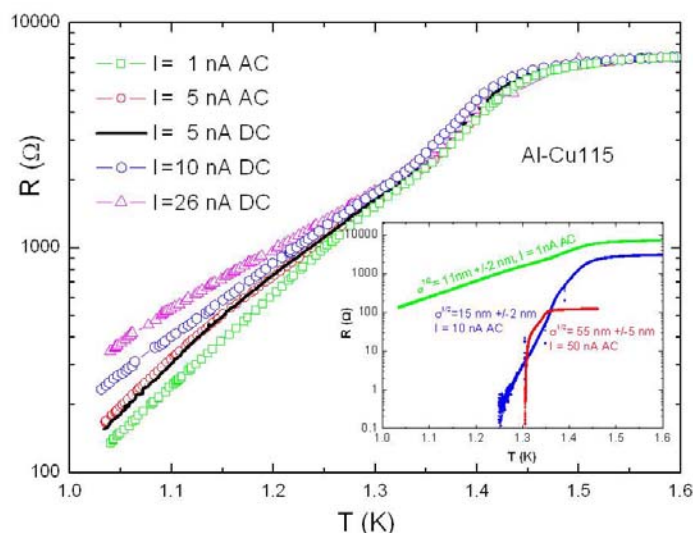


Рис. 6-20.

$R(T)$ зависимости алюминиевого нанопровода с длиной $L = 10$ мкм и эффективным диаметром $\sigma^{1/2} = 11 \pm 2$ нм, измеренные при различных значениях постоянного и переменного тока. На вставке приведены $R(T)$ зависимости той же самой структуры при различных диаметрах [167].

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) всех исследованных структур при температурах $T < T_c$ демонстрируют наличие некоего эквивалента "остаточного" критического тока I_c^* (Рис. 6-21). Следует заметить, что из-за конечной вероятности квантовых флуктуаций, полностью нулевое сопротивление не наблюдается при сколь угодно малом измерительном токе, и пороговое значение I_c^* соответствует переходу от конечного (низкоомного) состояния к высокоомному, равному полному нормальному сопротивлению R_N . Сказанное относится к "стандартным" наноструктурам с низкоомными контактами из того же материала, что и сам нанопровод. Зарядовые эффекты, наблюдающиеся в структурах с высокоомным окружением, будут обсуждаться в следующей Главе.

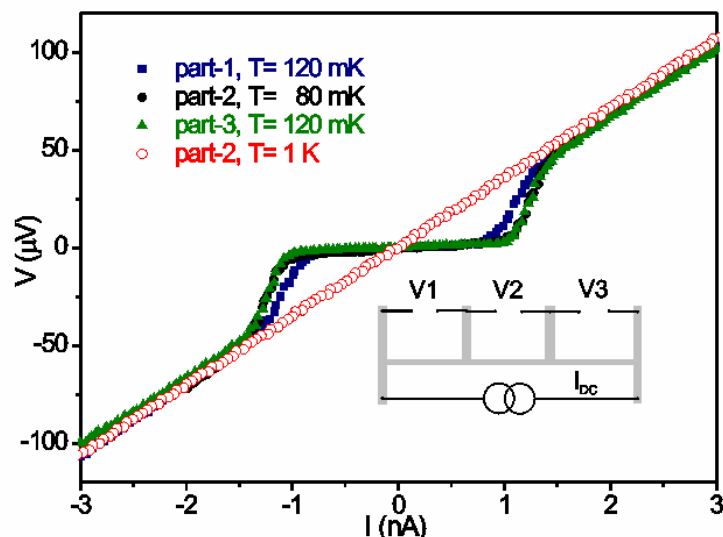


Рис. 6-21.

ВАХ трех смежных участков одинаковой длины $L = 20 \text{ } \mu\text{m}$ одной и той же титановой наноструктуры с эффективным диаметром $\sqrt{\sigma} = 38 \pm 2 \text{ nm}$. Выше критической температуры $T_c \simeq 300 \text{ mK}$ в масштабе рисунка все ВАХ не различимы и демонстрируют омическое поведение ($\circ$). Ниже критической температуры ВАХ также очень близки ($\blacksquare, \bullet, \blacktriangle$) слегка отличаясь величиной остаточного критического тока $I_c^ \simeq 1.2 \text{ nA}$. Следует заметить, что при сколь угодно малых токах $I < I_c^*$ полностью нулевое сопротивление отсутствует за счет конечной вероятности квантовых флуктуаций. На вставке приведена схематика образца и измерений [169].*

Положения, выносимые на защиту, и представление результатов.

Проведены детальные экспериментальные исследования формы сверхпроводящего перехода алюминиевых и титановых квазиодномерных наноструктур.

1. Показано, что в тонкопленочных образцах, изготовленных методом взрывной электроннолучевой литографии и направленного вакуумного напыления, присутствие неизбежных неоднородностей не позволяет проведение количественного сравнения экспериментальных данных с моделью термических флуктуаций параметра порядка.

2. Показано, что в сверхтонких тонкопленочных алюминиевых и титановых квазиодномерных наноструктурах квантовые флуктуации заметно размывают форму сверхпроводящего перехода, приводя к конечному сопротивлению при температурах

существенно ниже критической.

3. Показано, что форма сверхпроводящего перехода сверхтонких алюминиевых и титановых квазиодномерных наноструктур достаточно хорошо описывается моделью квантовых флуктуаций Голубева-Заикина [153], [154], [155].

Основные результаты этой главы были опубликованы автором в рецензируемых журналах [168], [144], [6], [118], [152], [170], [16], [171], [172], [35], [167], [173], [169] и докладывались на региональных [174], [175] и ряде международных конференций [176], [177], [178], [179], [180], [181].

Глава 7

Зарядовые эффекты в квазиодномерных сверхпроводящих каналах

Введение

Как отмечалось в предыдущей главе, в "стандартных" сверхпроводящих структурах для исследования флуктуационных эффектов самая тонкая часть образца (нанопровод) и измерительные контакты (Рис. 6-14) типично изготовлены из одного и того же материала. Как следствие, расширяющиеся с приближением к контактным площадкам, электроды можно рассматривать как "массивные" сверхпроводники с бесконечно малым сопротивлением. ВАХ нанопроводов, измеренные такими низкоомными контактами, демонстрируют наличие "остаточного" критического тока I_c^* , соответствующего переходу от конечного (низкоомного) состояния к высокоомному, равному полному нормальному сопротивлению R_N (Рис. 6-21).

Как будет показано ниже, существует фундаментальная связь между процессами, происходящими в Джозефсоновских системах и - в тонких сверхпроводящих каналах в режиме квантовых флуктуаций. Можно утверждать, что квантовое проскальзывание фазы - динамический эквивалент статического (в пространстве и времени) Джозефсоновского контакта (ДжК). Продолжая качественную аналогию, правомочно заметить, что транспортные свойства достаточно тонкого сверхпроводника в низкоомном окружении эквивалентны свойствам смещенному по напряжению V ДжК. В этом случае фаза φ сверхпроводящего параметра порядка является квазиклассической величиной, и ее временная эволюция описывается хорошо известным соотношением Джозефсона: $d\varphi/dt = 2eV/\hbar$. При синхронизации внешнего ВЧ излучения f_{RF} с Джозефсоновскими осцилляциями, на ВАХ ДжК возникают квантованные ступеньки напряжения (эффект Шапиро): $V_n = n \times (\hbar f_{RF}/2e)$. Этот эффект широко используется в метрологии в качестве квантового эталона электрического напряжения.

Ситуация качественно меняется, если система смещена по току. Тогда, вместо фазы φ , заряд q должен рассматриваться как квазиклассическая переменная. В этом режиме квантовая динамика ДжК формально описывается выражениями, идентичными движению Блоховского электрона в периодическом потенциале кристаллической решетки [182], [183]. Соответствующие эксперименты на ДжК [184] подтвердили предсказания теории: при приложении ВЧ излучения на ВАХ смещенного по току ДжК наблюдаются квантованные ступеньки тока: $I_n = n \times 2e \times f_{RF}$.

Прослеживая аналогию с ДжК, представляется исключительно интересным исследовать этот дуальный эффект в тонком сверхпроводящем канале в режиме квантовых флуктуаций. Помимо чисто фундаментального аспекта, задача представляет значительный прикладной интерес для метрологии: приведенное соотношение может быть использовано как квантовый эталон электрического тока.

Постановка задачи

В данном разделе ставится задача экспериментального исследования транспортных свойств тонких сверхпроводящих каналов в режиме квантовых флуктуаций, помещенных в высокоомное окружение с целью наблюдения зарядовых эффектов.

Теоретическая база

В теоретических работах [185], [186] было показано, что физические свойства сверхпроводящего провода в режиме квантовых флуктуаций описываются гамильтонианом:

$$\hat{H} = \frac{E_L}{(2\pi)^2} \hat{\varphi}^2 - E_{QPS} \cos(2\pi \hat{q}) + \hat{H}_{coup} + \hat{H}_{env} \quad (7.01)$$

который дуален гамильтониану Джозефсоновского контакта

$$\hat{H} = E_C \hat{q}^2 - E_J \cos \hat{\varphi} + \hat{H}_{coup} + \hat{H}_{env} \quad (7.02)$$

при замене канонически сопряженных операторов заряда $\hat{q}$ и фазы $\hat{\varphi}$, связанных коммутационным соотношением $[\hat{q}, \hat{\varphi}] = -i$. Член $\hat{H}_{env}$ описывает электромагнитное окружение системы, а $\hat{H}_{coup}$ отвечает за взаимодействие системы с этим окружением.

$$\hat{H}_{coup} = \left[\begin{array}{l} (\Phi_0/2\pi)(I - \hat{I}_r)\hat{\varphi}, \text{ в режиме смещения по току} \\ -2e(V - \hat{V}_r)\hat{q}, \text{ в режиме смещения по напряжению} \end{array} \right] \quad (7.03)$$

Операторы $\hat{I}_r$ и $\hat{V}_r$ отвечают за флукуации тока и напряжения, соответственно. Характерные энергии: $E_{QPS} = \hbar\gamma_{QPS}$ - энергия квантовых флукуаций, где частота γ_{QPS} определена выражением 6.06, $E_C = (2e)^2/2C$ - зарядовая энергия, связанная с емкостью системы C , $E_L = \Phi_0^2/2L$ - индуктивная энергия, $E_J = \hbar I_c/2e$ - Джозефсоновская энергия. Критический ток контакта I_c определяется выражением $I_c = (\pi/2eR_N)\Delta$, где R_N и Δ - нормальное сопротивление контакта и сверхпроводящая щель [187].

Простое сравнение двух гамильтонианов 7.01 и 7.02 показывает их идентичность и позволяет использовать хорошо известные наработки для систем Джозефсоновских контактов

применительно к процессам, протекающим в сверхпроводящем проводе в режиме квантовых флуктуаций при замене переменных

$$E_C \leftrightarrow \pi^2 E_L, E_J \leftrightarrow 2E_{QPS}, \varphi \leftrightarrow \pi q/2e \quad (7.04)$$

В конкретном случае сверхпроводящего провода, последовательно соединенного с высокоомным окружением $R_S = 1/G_S \gg R_Q = h/(2e)^2 = 6.47 \text{ k}\Omega$ и смещенного по току, при выполнении условия $E_{QPS} \gg E_L$, падение напряжение описывается простым соотношением

$$V(t) = V_c \sin(2\pi q) + 2e \left(L \frac{d^2 q}{dt^2} + R_S \frac{dq}{dt} \right) \quad (7.05)$$

Вышеназванное выражение идентично хорошо исследованному в физике Джозефсоновских контактов потенциалу "наклоненной стиральной доски", с точностью, что ток через контакт I заменяется на напряжение на проводе V ; и соответствующая координата - заряд q , а не фаза φ . Критический ток контакта заменяется на критическое напряжение $V_c = (2\pi/2e)E_{QPS}$. Описанная идентичность устраняет формальное отличие двух систем с точки зрения квантовой динамики. Джозефсоновский контакт с прозрачным барьером идентичен сверхпроводнику с критическим током I_c (Рис. 7-01a), а сверхпроводящий провод в режиме сильных квантовых флуктуаций - цепочке туннельных контактов, обнаруживающих Кулоновскую блокаду с критическим напряжением V_c (Рис. 7-01c).

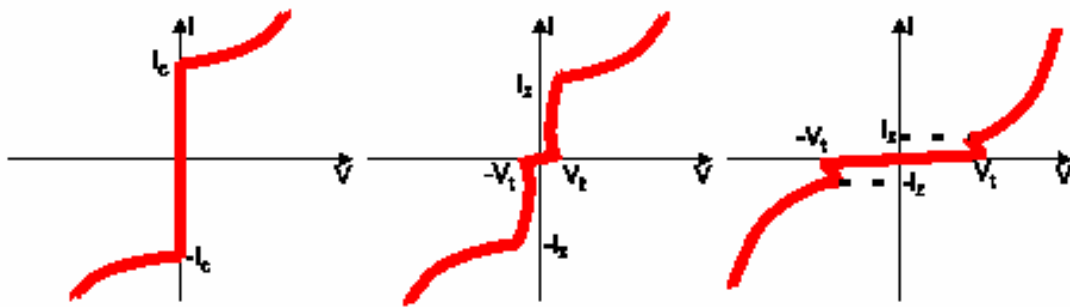


Рис. 7-01.

Качественные ВАХ сверхпроводящего провода в режиме квантовых флуктуаций. (a) Режим слабых флуктуаций $S_{QPS} \gg 1$: обычный сверхпроводник; (b) $S_{QPS} \gtrsim 1$: возникновение Кулоновской блокады; (c) сильные флуктуации $S_{QPS} \lesssim 1$: изолирующее состояние. Три случая соответствуют Джозефсоновскому контакту в пределе $E_J/E_C \gg 1, \gtrsim 1$ и $\lesssim 1$.

Для построения квантового эталона тока наблюдение "повернутой" ВАХ типа Рис.7-01б или 7-01с является неременным условием наблюдения индуцированных внешним ВЧ излучением ступенек тока (Блоховские осцилляции) - дуальный аналог ступенек напряжения в Джозефсоновских контактах (эффект Шапира). К сожалению, на настоящий момент отсутствуют строгие теоретические модели, описывающие квантовую динамику сверхпроводящего провода в режиме сильных квантовых флуктуаций. Однако, с учетом описанной выше дуальности 7.04, можно с достаточной степенью корректности провести дальнейшее рассмотрение применительно к сверхпроводящим проводам с использованием наработок для Джозефсоновских контактов.

Зависимость энергии от заряда, аккумулированного на Джозефсоновском контакте, $E(q)$ в режиме слабой $E_J \ll E_C$ и сильной связи $E_J \gg E_C$ представлена на Рис. 7-02.

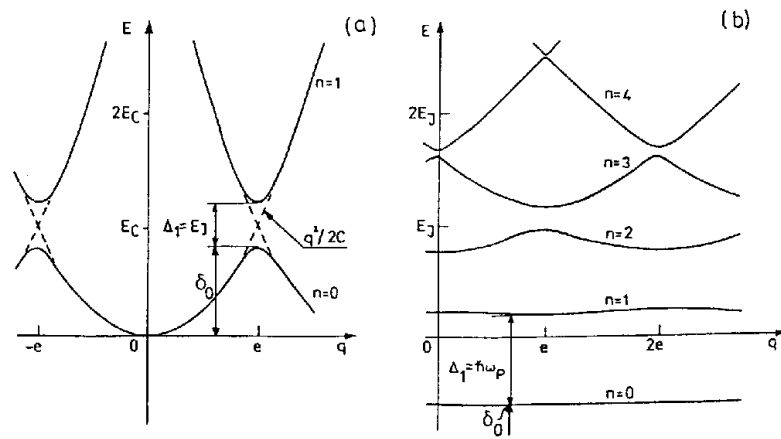


Рис. 7-02.

Энергетические уровни Джозефсоновского контакта для двух различных значений параметра E_J/E_C : (а) $E_J/E_C = 0.4$ и (б) $E_J/E_C = 10$ [183].

Если $E_J \ll E_C$, то зависимость $E(q)$ - практически параболическая со слабым расщеплением $\Delta_1 \simeq E_J$ на границах зон $|q| \approx e$. Если же $E_J \gg E_C$, то уровни вырождаются в квазисинусоидальную зависимость с шириной нижней зоны $\delta_0 \simeq 32E_J \left(\frac{E_C}{2\pi^2 E_J} \right)^{1/4} \exp[-(8E_J/E_C)^{1/2}]$ и щелью между двумя нижними уровнями порядка плазменной частоты $\Delta_1 \simeq \hbar\omega_p = (8E_J/E_C)^{1/2}$ [182], [183], [188].

Весьма instructивно подробнее рассмотреть случай "почти свободных электронов" $E_J \ll E_C$ (Рис.7-02а). При малом эффективном квазизаряде $|q| < e$ для нижнего уровня квантовомеханическое ожидание $\langle 0|\hat{q}|0 \rangle \approx q$, и соответствующие поправки к энергии

малы $E_0(q) \approx q^2/2C$. Если же значение квазизаряда близко к заряду единичного электрона $|q| \approx e$, то величина $\langle 0|\hat{q}|0\rangle$ уменьшается на значение $\sim E_J$, что приводит к открытию соответствующей щели в спектре. Если при достаточно низкой температуре $k_B T \ll E_J, E_C$ менять заряд адиабатически $dq/dt \ll E_J/\hbar$, то система все время будет оставаться в основном состоянии, и экспериментально наблюдаемые величины (например, напряжение V) будут иметь соответствующие временные зависимости $\langle 0|V|0\rangle = dE_0/dq$. В случае контакта, смещенного постоянным током $I_x = dq/dt = \text{const}$, напряжение на нем будет осциллировать с частотой $f_B^0 = I_x/2e$. Наряду с этими "Блоховскими" осцилляциями в системе присутствуют одноэлектронные осцилляции с удвоенной частотой $f_S^0 = 2f_B^0$, которые характерны также и для систем нормальных туннельных контактов [182], [183], [189], [190], [191]. Естественно, при конечном (усредненном по времени) электрическом потенциале на сверхпроводящем туннельном контакте $\bar{V}$, должны наблюдаться также и Джозефсоновские осцилляции $f_J = (2e/h)\bar{V}$.

Если заряд меняется не адиабатически (предел сильных токов), то переходы в возбужденные состояния становятся возможными за счет процесса известного как Зинеровское туннелирование (*Zener tunneling*). В пределе $E_J \ll E_C$ вероятность туннелирования с уровня $(n-1)$ на уровень n равна

$$P_{n-1 \leftrightarrow n}^Z = \exp\left(-\frac{\pi}{8} \frac{(\delta E_n)^2}{n E_C} \frac{e}{\hbar I_x}\right) = \exp\left(-\frac{I_{Zener}}{I_x}\right) \quad (7.06)$$

с соответствующей энергетической щелью $\delta E_{n,n-1} = \frac{E_C(E_C/E_J)^n}{n^{n-1}}$. Зинеровское туннелирование может быть подавлено либо омическим шунтированием, либо - квазичастичным туннелированием.

Характерный масштаб нелинейности ВАХ (Рис. 7-03) - "Блоховский нос" - $V_t = \max[dE(q)/dq]$ [191]:

$$V_t = \left\{ \begin{array}{l} e/C, E_J \ll E_C \\ (\pi\delta_0)/(2e), E_J \gg E_C \end{array} \right\} \quad (7.07)$$

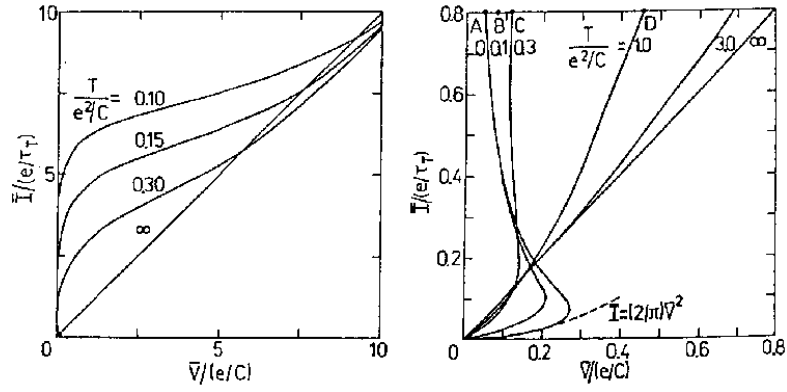


Рис. 7-03.

Влияние температуры на форму ВАХ в пределе слабой Джозефсоновской связи $E_J \ll E_C$ в стандартном (а) и увеличенном (б) масштабах [188].

Соответствующее пороговое значение тока $I_t = KG_S$, где коэффициент K зависит от эффективности Джозефсоновской связи и отношений проводимостей туннельного контакта G_T и шунта G_S [191]. При малых значениях $I < I_t$ ток течет преимущественно через шунт и среднее значение напряжения постоянно $\bar{V} = I_x G_S$. При больших величинах тока $I_t < I \ll I_{Zener}$ форма ВАХ определяется выражением [183]:

$$\bar{V}G_S = \begin{cases} I_x - \frac{2I_t}{\ln\left(\frac{I_x + I_t}{I_x - I_t}\right)}, E_J \ll E_C \\ I_x - (I_x^2 - I_t^2)^{1/2}, E_J \gg E_C \end{cases} \quad (7.08)$$

В этом случае (больших токов) частота осцилляций $f_B = (\bar{I} - G_S \bar{V})/2e$, где $\bar{I}$ и $\bar{V}$ - усредненные по времени значения тока и напряжения, отличается от случая слабых токов $I < I_t$ когда частота осцилляций $f_B = f_B^0$.

При приложении внешнего ВЧ тока $I = I_A \sin(\Omega t)$ будет происходить синхронизация Блоховских осцилляций, и на ВАХ должны наблюдаться квантованные ступеньки тока при частотах $\omega_B^{l,m} = (l/m)\Omega$, $l, m = \pm 1, \pm 2, \dots$ (Рис. 7-04). При нулевой температуре $T = 0$ и исчезающем шунтирующем контактансе $G_S = 0$ ширина линии Блоховских осцилляций $\Gamma_B = \Gamma_0 = G_T/C$ [189]. Это уширение достаточно мало [182]:

$$h\Gamma_0 \ll \begin{cases} (E_J E_C)^{1/2}, E_J \gg E_C \\ E_J, E_J \ll E_C \end{cases} \quad (7.09)$$

При конечной температуре ширина линии определяется соотношением $\Gamma_B = (\pi/e)^2 G_S k_B T (1 - G_S R_Q)$, которое справедливо в пределе, когда осцилляции не сильно размыты $\Gamma_B \ll f_B$.

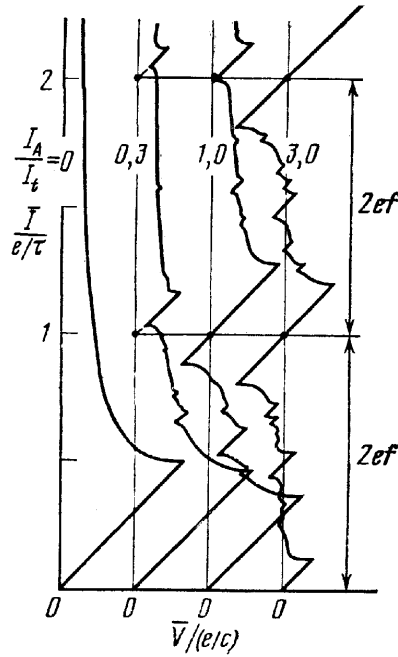


Рис. 7-04.

Влияние ВЧ сигнала с амплитудой I_A и частотой f на форму ВАХ туннельного контакта со связью $E_J = E_C$ [182].

В случае сильной Джозефсоновской связи $E_J \gg E_C$ индуцированные внешним ВЧ излучением ступеньки на ВАХ наблюдаются при любом соотношении между частотой Блоховских осцилляций $\hbar\omega_B$ и шириной нижней зоны δ_0 [190]. Зависимость величины ступенек $\Delta V_{l,m} = \max V_{l,m} - \min V_{l,m}$ от амплитуды ВЧ сигнала представлена на Рис. 7-05 [190].

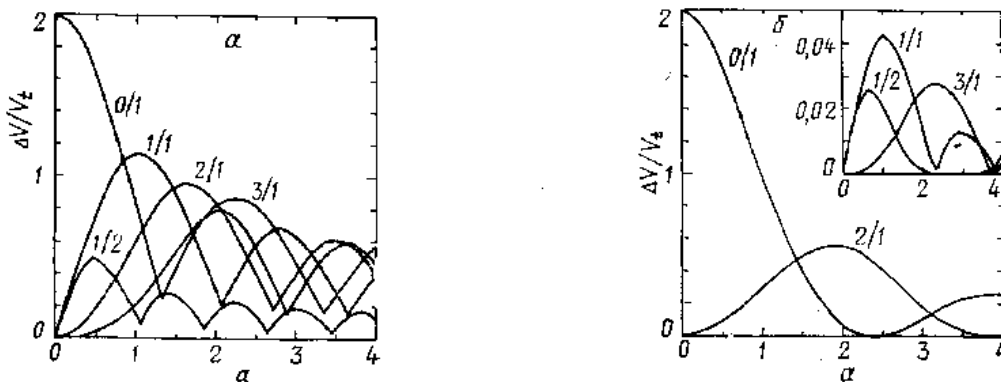


Рис. 7-05.

Зависимость величины ступенек от амплитуды ВЧ сигнала $\alpha = (\pi I_A)/(e\Omega)$ при двух значениях частоты $\Omega/(2\pi) = (2G_S\delta_0)/e^2 = 0.01$ (a) и 1 (b) [190].

Следует отметить, что спектр Блоховских осцилляций также содержит монохроматические одноэлектронные осцилляции ω_s и их гармоники. Амплитуда одноэлектронных осцилляций максимальна при малых токах $\bar{I}$ когда $\hbar\omega_B < (R_Q/R_T)\delta_0$ в предположении, что $R_Q/R_T \ll 1$. В пределе сильной связи $E_J \gg E_C$ увеличение тока $\bar{I}$ уменьшает амплитуду одноэлектронных осцилляций, в противоположность случаю $E_J \ll E_C$ [190].

Приведенный выше краткий обзор составляет теоретический фундамент настоящего раздела. Экспериментальное наблюдение ВАХ, аналогичной Рис. 7-01 и/или 7-03, и при облучении ВЧ сигналом - соответствующих ступенек Рис. 7-04 - главная задача этой Главы.

Существующие эксперименты

Насколько известно авторам, до настоящего момента Блоховские осцилляции на ВАХ сверхпроводящих нанопроводов не удавалось наблюдать. Однако несколькими экспериментальными группами предпринимались попытки зарегистрировать эффект в дуальной системе - Джозефсоновском контакте. Наиболее успешной можно считать серию работ [184], [192], [193], [194], где единичный Джозефсоновский контакт смещался по току через последовательно соединенные тонкопленочные хромовые резисторы порядка 1 МОм, изготовленные литографическим путем прямо на чипе вблизи от контакта (Рис. 7-06). Авторам работ [184], [192], [193], [194] удалось зарегистрировать специфическую форму ВАХ ("Блоховский нос" - Рис. 7-07а), на которой при облучении внешним ВЧ сигналом с частотой f_{RF} возникали особенности при значениях тока $I_n = n \times 2e \times f_{RF}$. (Рис. 7-07b). Однако эффект был достаточно слабый. При увеличении частоты облучения особенности размывались, что было интерпретировано как уширение линии Блоховских осцилляций за счет разогрева системы Джоулевым теплом, выделяемым в высокоомных контактах.

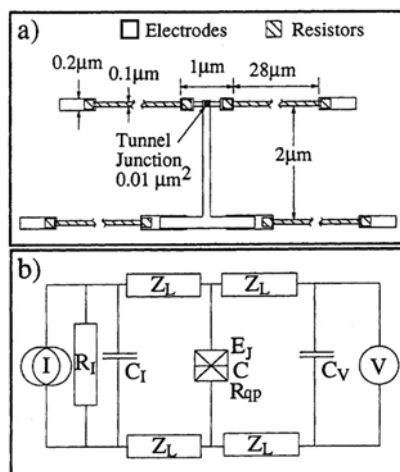


Рис. 7-06.

Схематическое представление образца (a) и измерительной системы (b) использованных в работе [195].

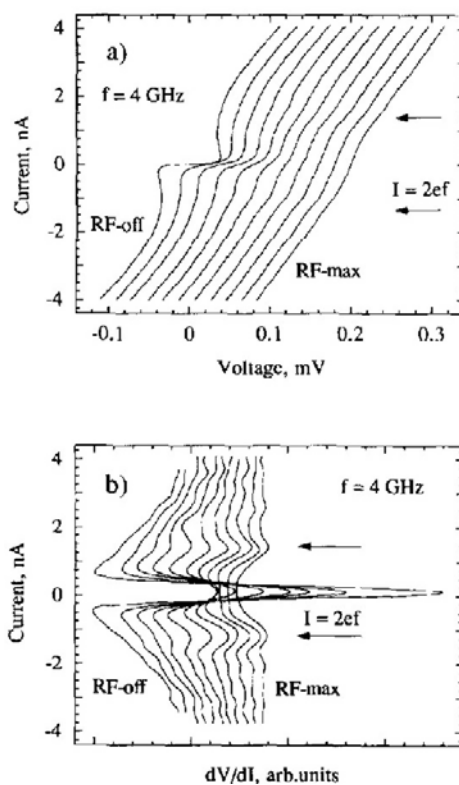


Рис. 7-07.

(a) ВАХ Джозефсоновского контакта при различных интенсивностях внешнего ВЧ излучения с частотой 4 ГГц. (b) Первая производная ВАХ dV/dI как функция тока смещения I при различных интенсивностях внешнего ВЧ излучения. Стрелками обозначены ожидаемые положения особенностей ("Блоховские ступеньки") [194].

Чтобы избежать этот негативный эффект были предприняты попытки заменить высокоомные контакты на одномерные цепочки СКВИДов [196] (Рис. 7-08). Работа базируется на элегантной идее использовать высокую кинетическую индуктивность СКВИДа $Z_L = R_Q(4E_C/E_J)^{1/2}(L_J C_J)^{1/2}$, которую можно сделать существенно больше R_Q при внешнем магнитном потоке $\Phi/\Phi_0 \rightarrow \pi/2$ "подстроив" Джозефсоновскую энергию $E_J(\Phi) = E_J(0)\cos[2\pi\Phi/\Phi_0]$ слабым магнитным полем.

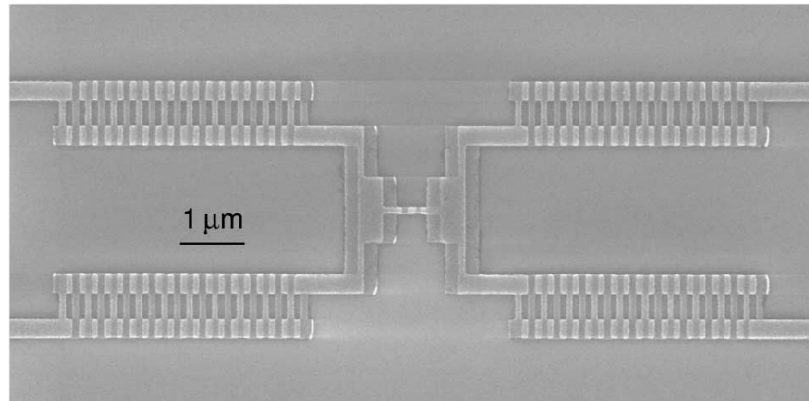


Рис. 7-08.

Джозефсоновский контакт с подводящими электродами в виде одномерных цепочек СКВИДов [196].

Авторам [196] удалось убедительно показать, что ВАХ единичного Джозефсоновского контакта драматически меняется при увеличении импеданса электромагнитного окружения Z_L , демонстрируя при значениях $Z_L \gg R_Q$ ярко выраженную Кулоновскую блокаду (Рис. 7-09). Однако все усилия, направленные на наблюдение индуцированных внешним ВЧ излучением ступенек тока, не привели к сколько-нибудь заметному прогрессу. Удалось лишь продемонстрировать слабую особенность при значениях $I_1 = 2e \times f_{RF}$ (Рис. 7-10) [197].

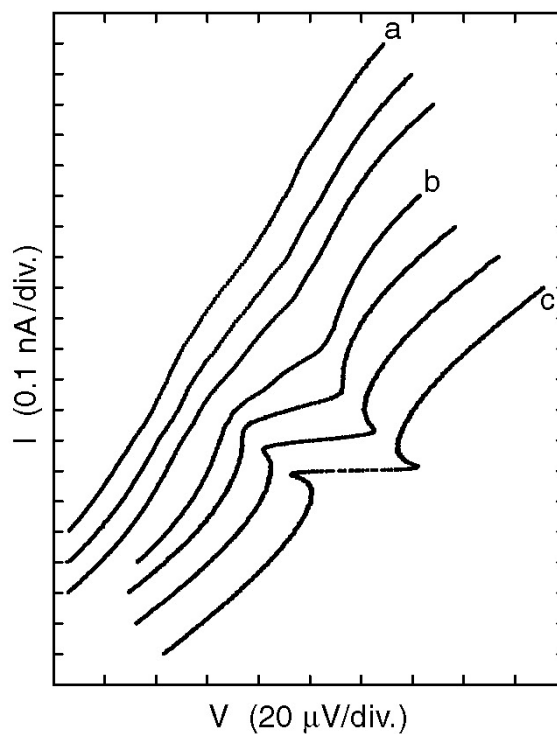


Рис. 7-09.

ВАХ Джозефсоновского контакта с четырьмя подводящими электродами в виде одномерных цепочек СКВИДов при различных значениях магнитного потока, модулирующего импеданс электромагнитного окружения [196].

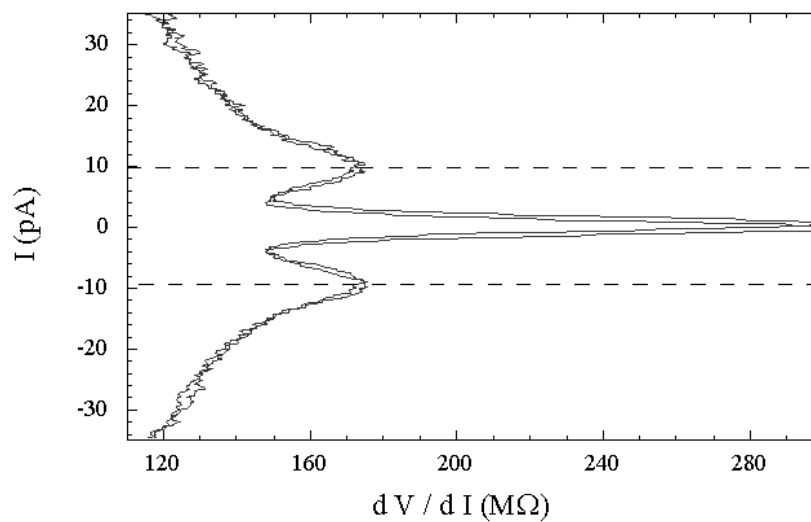


Рис. 7-10.

Первая производная ВАХ dV/dI как функция тока смещения I при облучении внешнем ВЧ излучении с частотой 30 МГц единичного Джозефсоновского контакта с высокоомным окружением из цепочки СКВИДов, аналогичных изображенным на Рис. 7-08. Пунктирными линиями обозначены ожидаемые положения особенностей ("Блоховские ступеньки") [197].

Объекты исследования.

Для наблюдения дуального эффекту Шапиро - эффекта возникновения на ВАХ нанопровода эквидистантных ступенек тока (Блоховских осцилляций) - необходимо выполнение двух условий: (1) в нанопроводе частота КПФ (энергия квантовых флуктуаций E_{QPS}) должна быть сравнима с характерными энергиями системы, и (2) система должна быть смещена по току.

Для выполнения условия (1) необходимо, чтоб параметры нанопровода были бы подобраны таким образом, чтоб выполнялось соотношение $S_{QPS} = a \frac{R_Q}{R_N} \frac{L}{\xi(T)} \lesssim 1$, где $R_Q = 6.47$ кОм - квантовое сопротивление, R_N - полное сопротивление сверхпроводящего нанопровода длиной L в нормальном состоянии и ξ - сверхпроводящая длина когерентности. Подстановка стандартных соотношений $R_N = \rho_N(L/\sigma)$ и $\xi = \hbar v_F / k_B T_c$ приводит к выводу, что наиболее подходящими материалами являются низкотемпературные свехпроводники с минимально удобной для эксперимента критической температурой T_c , обладающие в нормальном состоянии высоким удельным сопротивлением ρ_N и минимально достижимым сечением σ . При этом полагается, что для большинства (сверхпроводящих) металлов скорость Ферми v_F - приблизительно одинакова. Взвешенный анализ многочисленных параметров привел автора к заключению, что наиболее подходящим материалом является титан. Нами было уже продемонстрировано (см. *Главу 6*), что в титановых нанопроводах с эффективным диаметром менее 40 нм эффект КПФ - уже весьма заметен [169].

Выполнение условия (2) накладывает определенные технические трудности. Во-первых, высокий импеданс системы для токовой стабилизации, должен ее обеспечивать на достаточно высокой частоте (порядка нескольких ГГц). А, во-вторых, расстояние (так называемый "горизонт"), на котором квантовая система "чувствует" электромагнитное окружение, для данной задачи составляет порядка нескольких десятков мкм. Следовательно, высокоимпедансные подводящие линии, с одной стороны, должны находиться максимально близко к образцу (прямо - на чипе). А, с другой стороны, не должны быть слишком близко, чтобы паразитная емкость электродов не шунтировала образец на достаточно высокой (Блоховской) частоте.

Для настоящего проекта методом взрывной электронно-лучевой литографии и направленного многоугольного напыления были изготовлены наноструктуры на базе титановых нанопроводов с высокоомными контактами из висмута (Рис. 7-11 и 7-12). Для исследования квантовых размерных эффектов участниками проекта был разработан

качественно новый метод: неразрушающее уменьшение размеров наноструктуры травлением в направленном пучке низкоэнергетической плазмы (см. *Главу 1*). Метод позволяет исследовать размерный эффект на одном и том же образце при уменьшении характерного размера с шагом до 1 нм. При этом было показано, что при ускоряющих энергиях порядка 500 Эв глубина проникновения бомбардирующих ионов (Ar^+) в матрицу металла (Al или Ti) - не более 2 нм, что сравнимо с толщиной естественного оксидного слоя. Метод исключительно полезен для надежной интерпретации эксперимента, когда неизбежные дефекты конкретной наноструктуры могут замаскировать тонкие размерные эффекты. Дополнительным преимуществом метода является сверхтонкая полировка поверхности, приводящая после нескольких циклов ионного травления к шероховатости поверхности на уровне ± 1 нм.

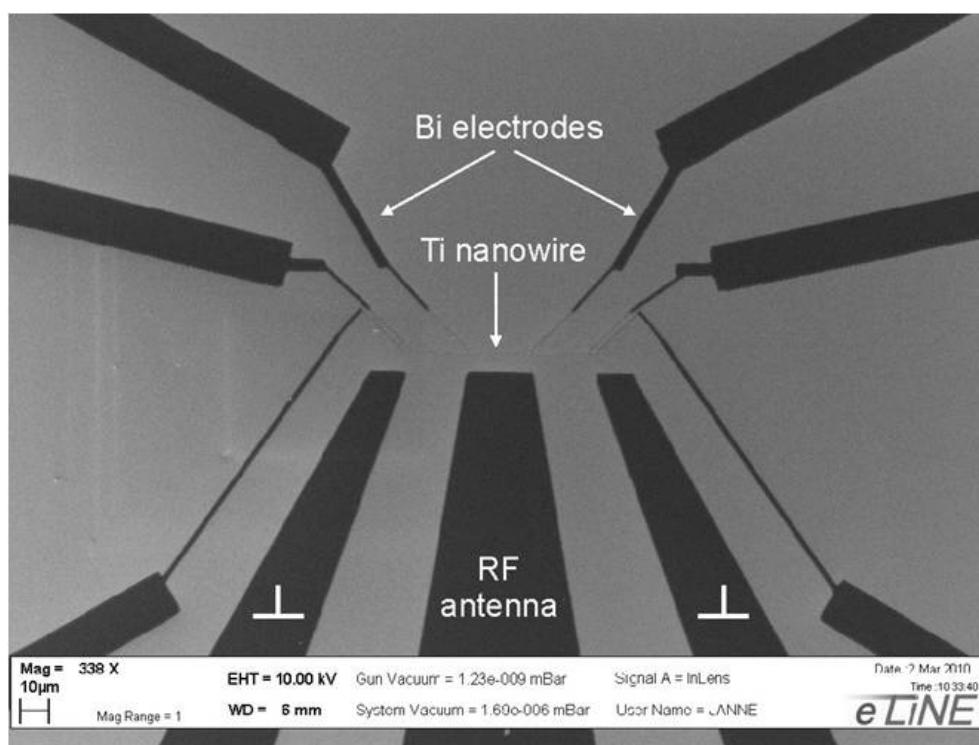


Рис. 7-11.

Микрофотография типичного образца, полученная растровым электронным микроскопом.

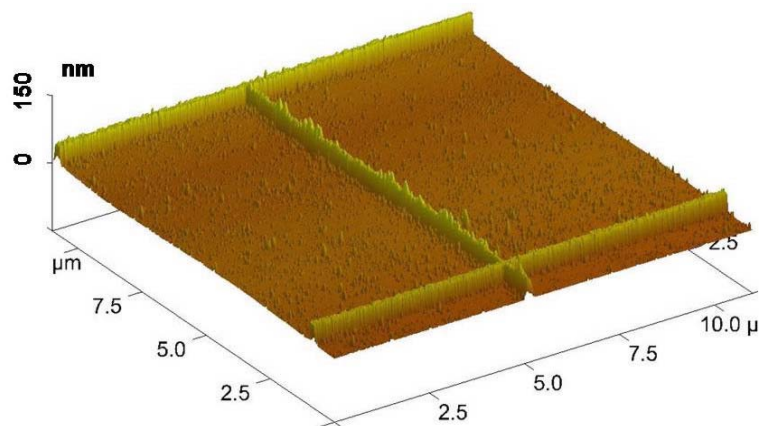


Рис. 7-12.

Микрофотография фрагмента образца, аналогичному на Рис. 7-11, сразу после изготовления методом взрывной литографии и направленного вакуумного напыления. Изображение получено сканирующим силовым микроскопом.

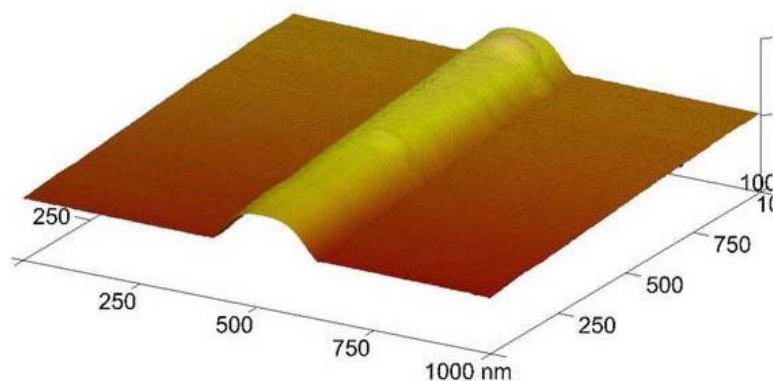


Рис. 7-13.

Микрофотография типичного фрагмента образца, аналогичному на Рис. 7-12, полученная сканирующим силовым микроскопом. Микроскопический анализ проводился после уменьшения сечения образца ионным травлением. Шероховатость поверхности - на уровне ± 2 нм.

Особое внимание уделялось анализу однородности полученных наноструктур. Методом сканирующей электронной и силовой микроскопии был проведен детальный анализ качества изготовленных наноструктур, который подтвердил удовлетворительное качество поверхности наноструктур с размером зерна менее 5 нм. Микрофотографии высокого разрешения, полученные сканирующим силовым микроскопом не выявили сколько-нибудь явных дефектов поверхности, которые можно было бы отождествить с микросужениями и/или туннельными контактами (Рис. 7-12 и 7-13).

Детальный анализ просвечивающим электронным микроскопом (Рис. 7-14) выявил ожидаемую поликристаллическую структуру образцов, состоящих из плотноупакованных монокристаллических зерен с характерным размером порядка 3 нм. Последнее наблюдение находится в разумном согласии с измерениями электрического сопротивления (в нормальном состоянии), дающими для длины свободного пробега электрона ℓ оценку порядка 1 нм.

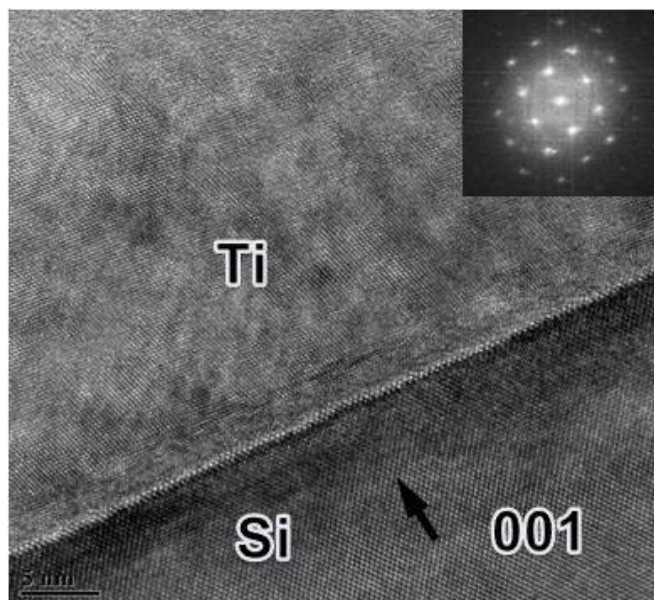


Рис. 7-14.

Микрофотография типичного образца, полученная просвечивающим электронным микроскопом. На вставке приведен Фурье спектр, подтверждающий кристаллическую структуру зерен титановой матрицы [169].

Замечательным является результат исследования, проведенный методом Time-of-Flight Elastic Recoil Detection Analysis (TOF-ERDA). Анализ позволяет заключить, что в матрице титана исследованных образцов максимальную концентрацию примесных элементов имеет кислород (Рис. 7-15). Однако его концентрация настолько мала (порядка 0.3 ат. %), что с высокой степенью уверенности можно считать вероятность образования множественных туннельных контактов типа титан - оксид - титан пренебрежимо малой. Утверждение подтверждается независимыми измерениями электрического сопротивления (в нормальном состоянии), дающими для значения сопротивления на единицу площади величину порядка $R_{\square} \sim 1$ КОм, что находится на металлической стороне перехода металл-изолятор.

Подводя итоги результатов микроскопического и элементного анализа, можно заключить, что исследованные наноструктуры состоят из металлического титана с малым количеством дефектов, не способных привести к образованию множественных "слабых звеньев".

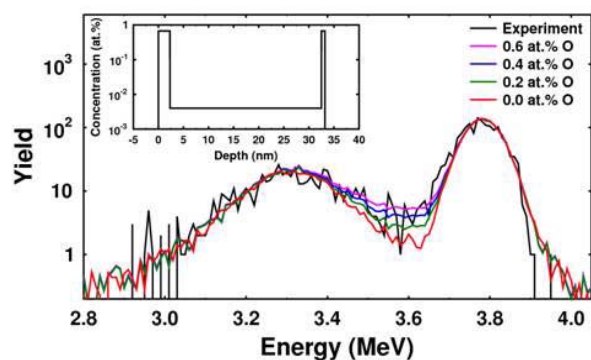


Рис. 7-15.

Результаты TOF-ERDA анализа: экспериментальный и расчетные энергетические спектры кислорода в матрице титана. Наилучшее согласие с экспериментом дает средняя концентрация кислорода порядка 0.3 ат. %. На вставке приведено пространственное распределение кислорода по толщине 33 нм пленки титана [169].

Экспериментальные результаты и обсуждение

Гальваномагнитные исследования проводились при сверхнизких температурах в рефрижераторе растворения He^3He^4 . Все низкочастотные линии тщательно фильтровались многоступенчатыми RLC фильтрами, обеспечивающими отклонение электронной температуры от температуры термостата не более 15 мК при базовой температуре на уровне 20 мК [32] (см. Главы 1 и 3). Внешнее ВЧ излучение заводилось в рефрижератор жестким коаксиальным кабелем, подсоединенным либо к "антенне" на чипе (Рис. 7-11), либо - нагруженным на макроскопическую антенну в камере образца.

Исследовались три группы образцов одинаковой геометрии, представленной на Рис. 7-11. Первая - с диаметром титанового нанопровода 40 ± 2 нм и сопротивлением висмутовых контактов порядка 50 кОм. Во второй группе титановые нанопровода были тоньше - 25 ± 2 нм и измерительные контакты - 10 МОм. В третьей, диаметр проводов был менее 18 нм и сопротивление висмутовых электродов порядка 50 МОм [198]. Длина титановых нанопроводов во всех группах была одинаковая - 20 мкм. ВАХ наноструктур исследовались при сверхнизких температурах вплоть до $T \simeq 20$ мК.

ВАХ образцов первой группы продемонстрировали наличие остаточного критического тока I_c^* и слабую Кулоновскую блокаду (Рис. 7-16). При фиксированной температуре ниже критической, динамическое сопротивление при нулевом смещении $dV/dI(T < T_c, I \rightarrow 0)$ превосходит соответствующую величину при конечном смещении $dV/dI(T < T_c, I \lesssim I_c^*)$,

но не существенно превосходит полное нормальное сопротивление $R(T > T_c) = R_N$. Наблюдение свидетельствует о том, что в этих, относительно "толстых" каналах с $S_{QPS} \simeq 14$ и $E_{QPS} \simeq 0.1$ мкВ, остаточная сверхпроводимость маскирует зарядовые эффекты и ожидаемая Кулоновская блокада сильна размыта при температурах эксперимента.

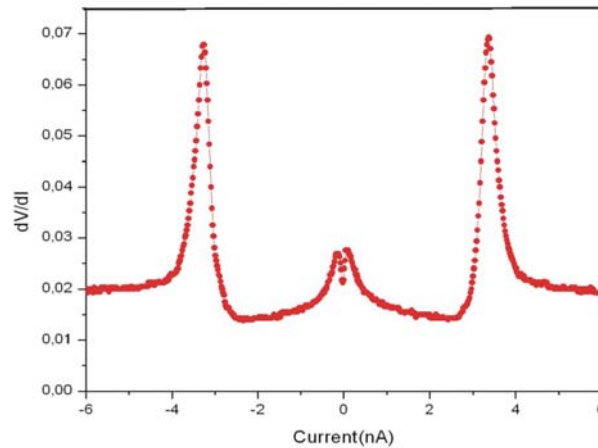


Рис. 7-16.

Первая производная ВАХ $dV/dI(I)$ титанового нанопровода с длиной $L = 20$ мкм и эффективным диаметром $\sigma^{1/2} = 35$ нм с висмутовыми контактами с сопротивлением порядка 50 кОм, измеренная при температуре $T = 60$ мК.

Приложение внешнего ВЧ излучения приводят к появлению слабых особенностей на ВАХ. Фазочувствительные измерения первой производной $dV/dI(I)$ позволяют отождествить указанные особенности с Блоховскими осцилляциями (Рис. 7-17), положения которых совпадают с фундаментальным соотношением $I_n = n \times (2e) \times f_{RF}$, $n=1,2,3...$ (Рис. 7-18). Следует обратить внимание, что соответствующие особенности в шкале напряжение - частота $V_n(f_{RF})$ не образуют сколько-нибудь регулярной структуры, которую можно было бы отождествить со стандартным эффектом Шапиро. Описанные результаты - весьма обнадеживающие и находятся в качественном согласии с ожиданиями: при использовании не очень высокоомного электромагнитного окружения следует ожидать лишь слабых Кулоновских эффектов, и, как следствие - достаточно вялых Блоховских ступенек на ВАХ.

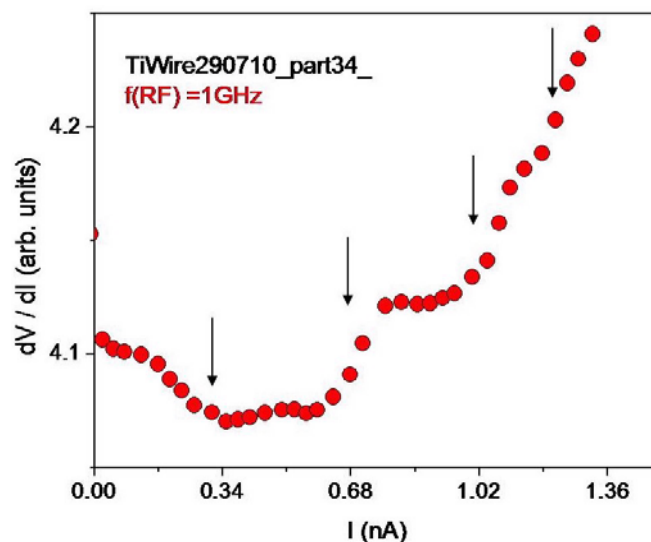


Рис. 7-17.

Первая производная ВАХ титанового нанопровода с диаметром 40 ± 2 нм и с длиной 20 мкм, измеренная в четырехконтактной конфигурации с сопротивлением электродов 50 кОм при приложении внешнего ВЧ излучения с частотой $f_{RF} = 1$ ГГц. Стрелками обозначены ожидаемые положения особенностей $I_n = n \times (2e) \times f_{RF}$, $n=1,2,3...$ [198].

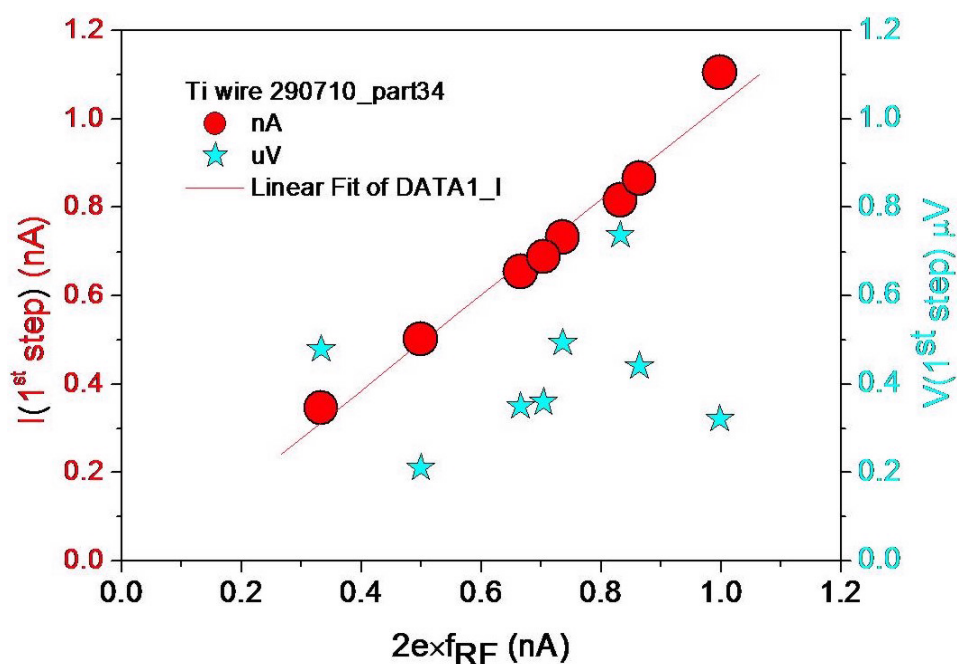


Рис. 7-18.

Зависимости от частоты ВЧ излучения f_{RF} положений особенностей на первой производной ВАХ титанового нанопровода с диаметром 40 ± 2 нм и с длиной 20 мкм, измеренные в четырехконтактной конфигурации с сопротивлением электродов 50 кОм: в токовой шкале (левая ось) и в шкале напряжений (правая ось) [198].

Более тонкие образцы с эффективным диаметром $\sigma^{1/2} = 24 \pm 2$ нм и висмутовыми электродами с сопротивлением порядка 10 МОм демонстрируют четкую Кулоновскую блокаду (Рис. 7-19). Величина Кулоновской щели $\delta V_{CB} \approx 0.7$ мэВ хорошо совпадает с оценкой $\delta V_{CB} = 2E_{QPS}$, полученной из данных по фитированию $R(T)$ зависимостей аналогичных образцов (с низкоомными контактами) моделью квантовых флуктуаций Голубева-Заикина (см. *Главу 6*) [169]. При малых токах смещения $I \lesssim 50$ пА экспериментальная ВАХ скачкообразно переключается с токонесущего в изолирующее состояние. Подобную зависимость следует ожидать в случае S-образной ВАХ. Наблюдаемая Кулоновская щель квазипериодически модулируется напряжением на затворе (электрод "antenna" на Рис. 7-11). Период осцилляций находится в разумном согласии с геометрической емкостью. Амплитуда осцилляций - больше, и период - меньше для близкорасположенного образца "23" по сравнению с удаленной частью "1" (Рис. 7-19а, левая вставка). Кулоновская щель исчезает при температурах выше 450 мК ($\simeq T_c$ титана), что может служить свидетельством в пользу "сверхпроводящей" природы эффекта. Альтернативная интерпретация на базе формирования паразитного ДжК не выдерживает критики. Во-первых, эффективная емкость C_{eff} , определяющая зарядовую энергию $(2e)^2/(2C_{eff}) = \delta V_{CB}/2$, на два порядка выше емкости плоского конденсатора, который может образоваться в гипотетическом утоньшении (разрыве) нанопровода с сечением $\sigma^{1/2} \approx 25$ нм. Во-вторых, даже если такие туннельные барьеры по загадочной причине и образовались в каждом из трех смежных сегментов образца, то маловероятно, что все они имеют практически одинаковую зарядовую энергию: $\delta V_{CB} = 0.6, 0.7$ и 0.8 мВ, соответственно (Рис. 7-19а).

Приложение ВЧ излучения приводит к формированию особенностей на ВАХ, положение которых при малых токах $I < 1$ нА удовлетворительно коррелирует с ожиданием $I_n = n \times (2e) \times f_{RF}$, $n=1,2,3$ (Рис. 7-19б). При больших смещениях Блоховские особенности трудно различимы из-за немонотонностей на ВАХ. Подобный эффект наблюдался в одноэлектронном транзисторе и интерпретировался как несимметричность токовой цепи, приводящей к зависимости потенциала "острова" от тока смещения [199].

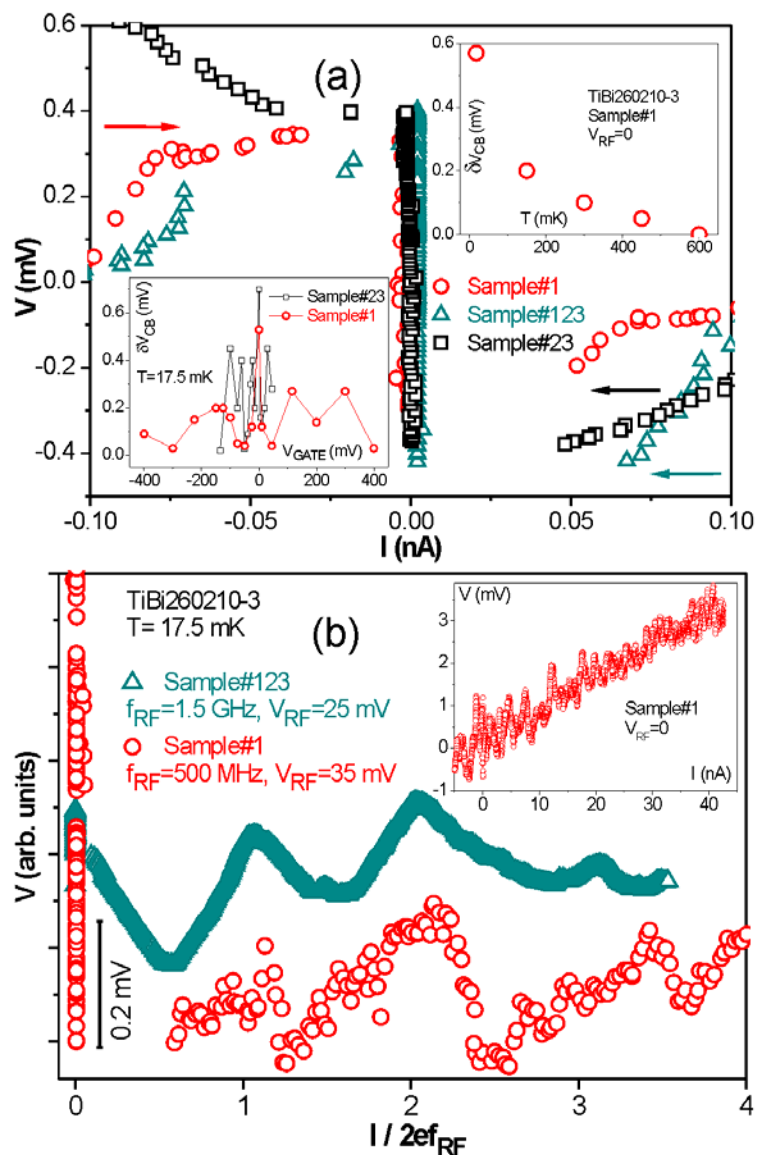


Рис. 7-19.

Титановая наноструктура с длиной $L=20$ мкм, эффективным диаметром $\sigma^{1/2}=24 \pm 2$ нм и 10 МОм висмутовыми контактами. (а) 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). (б) Внешнее ВЧ излучение с частотой f_{RF} приводит к появлению особенностей на ВАХ при достаточно малых токах $I \leq 1$ нА. Положения особенностей коррелируют с соотношением $I_n = 2e \times f_{RF} \times n$, где n - целое число. На вставке приведена ВАХ в широком диапазоне токов [198].

Исследования образцов третьей группы - самых тонких титановых нанопроводов в высокоомном окружении, существенно превышающим квант сопротивления $R_Q = 6.47$ КОм, показали четко выраженную Кулоновскую блокаду (Рис. 7-20). А сама форма ВАХ демонстрирует специфический загиб - "Блоховский нос"- (Рис. 7-21). Последнее наблюдение является сильным аргументом в пользу соответствия экспериментальных результатов модельным представлениям. Нужно заметить, что большая величина Кулоновской щели, которая не исчезает выше критической температуры титана, не исключает возможность формирования паразитного туннельного барьера. Следует сразу заметить, что обсуждаемые ниже индуцированные ВЧ излучением особенности исчезают при температурах выше ~ 250 мК.

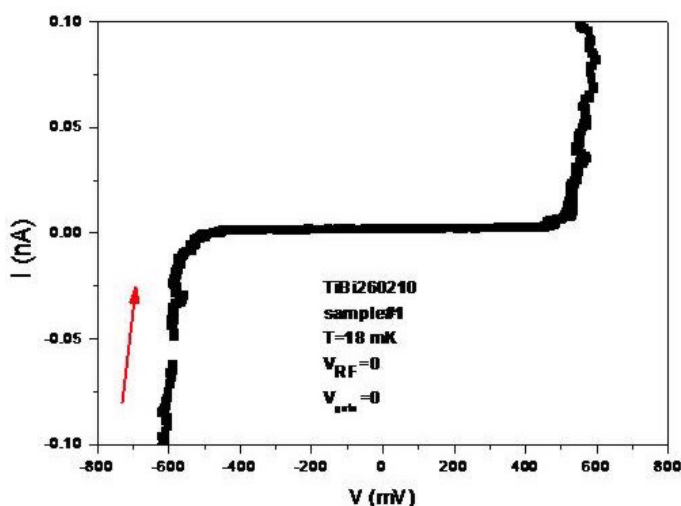


Рис. 7-20.

ВАХ титанового нанопровода с диаметром 15 ± 2 нм и с длиной 20 мкм, измеренная в четырехконтактной конфигурации с сопротивлением электродов 100 МОм [198].

Приложение постоянного напряжения на затвор (близко расположенный контакт "антенна" на Рис. 7-11) приводит к периодической модуляции амплитуды Кулоновской блокады на уровне порядка 25% (Рис. 7-22). Такая не 100% модуляция вполне вписывается в ожидаемые результаты: "остров" транзистора, на который действует электростатическое поле - достаточно протяженный по сравнению с размером затвора (Рис. 7-11). Следовательно, различные участки нанопровода испытывают различный потенциал и, как следствие, зависимость усредняется приводя к сниженной амплитуде модуляции.

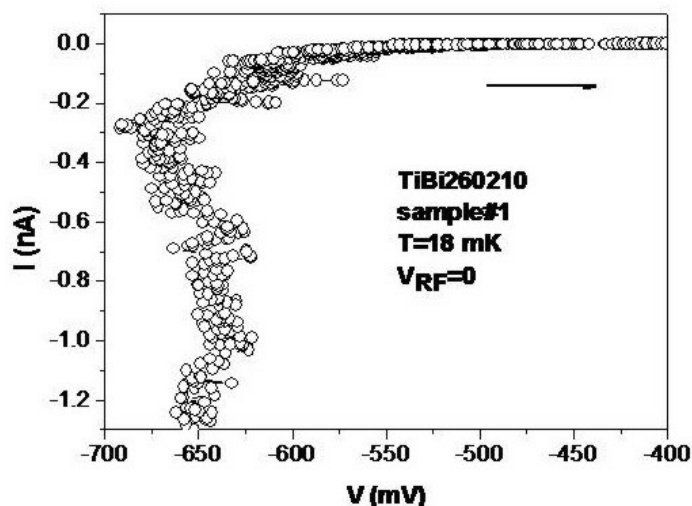


Рис. 7-21.

Фрагмент ВАХ, аналогичной на Рис. 7-20, демонстрирующий специфический загиб ВАХ ("Блоховский нос") [198].

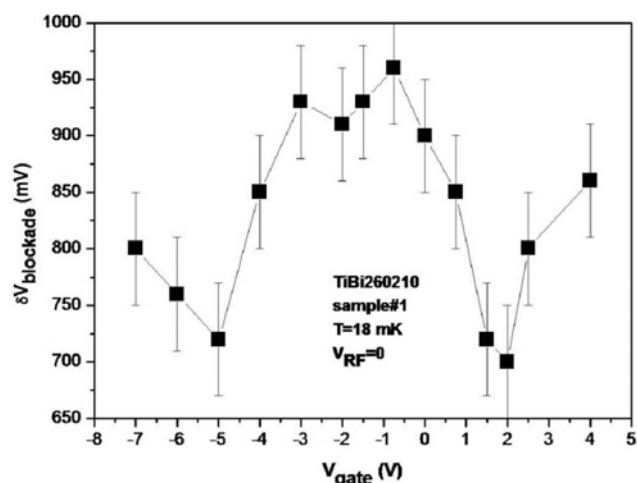


Рис. 7-22.

Зависимость амплитуды Кулоновской блокады от напряжения на затворе титанового нанопровода с диаметром 15 ± 2 нм и с длиной 20 мкм измеренная в четырехконтактной конфигурации с сопротивлением электродов ~ 100 МОм.

При облучении образцов внешним ВЧ излучением на ВАХ появляются специфические ступенчатые особенности при значениях тока, соответствующих соотношению $I_n = n \times (2e) \times f_{RF}$, $n=1, 2, 3...$ (Рис. 7-23). Запись производной ВАХ $dV/dI(I)$ с использованием модуляционной техники позволяет выявить Блоховские ступеньки с квантовым номером до $n=8$ (Рис. 7-24).

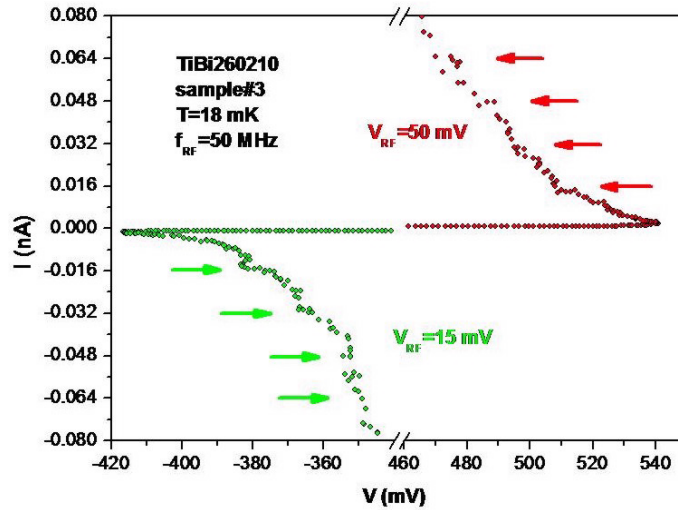


Рис. 7-23.

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 $I_n = n \times (2e) \times f_{RF}$, $n=1, 2, 3...$ [198].

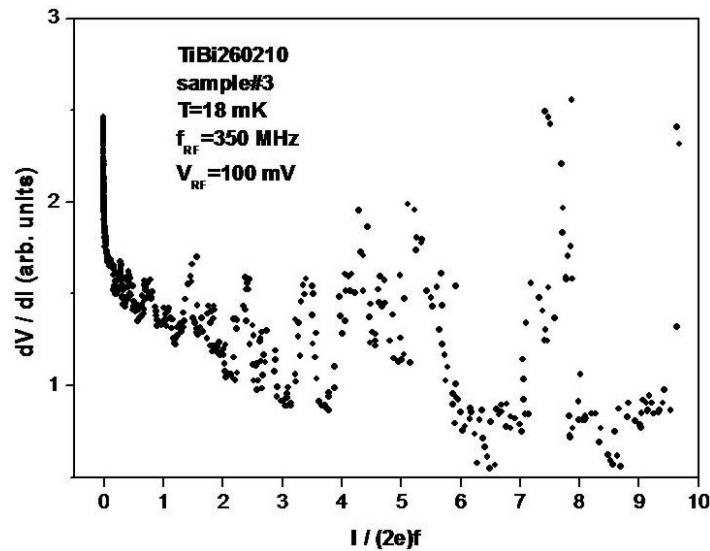


Рис. 7-24.

Первая производная ВАХ титанового нанопровода с диаметром 15 ± 2 нм и с длиной 20 мкм, измеренная в четырехконтактной конфигурации с сопротивлением электродов ~ 100 МОм при облучении излучением с частотой $f_{RF} = 350$ МГц. Горизонтальная ось тока нормирована на $(2e)f_{RF}$. Четко различимы особенности с квантовыми номерами до $n=8$ [198].

С увеличением частоты ВЧ излучения (и, соответственно - значений тока, при которых должны наблюдаться особенности) Блоховские ступеньки становятся более ярко выраженными (Рис. 7-25). При токах выше нескольких нА возрастает шум, приводящий к полному размытию ступенчатых особенностей при частотах $f_{RF} \geq 4.5$ ГГц. По всей вероятности, эффект связан с разогревом системы за счет Джоулева тепла, выделяемого в достаточно высокоомных подводящих проводах.

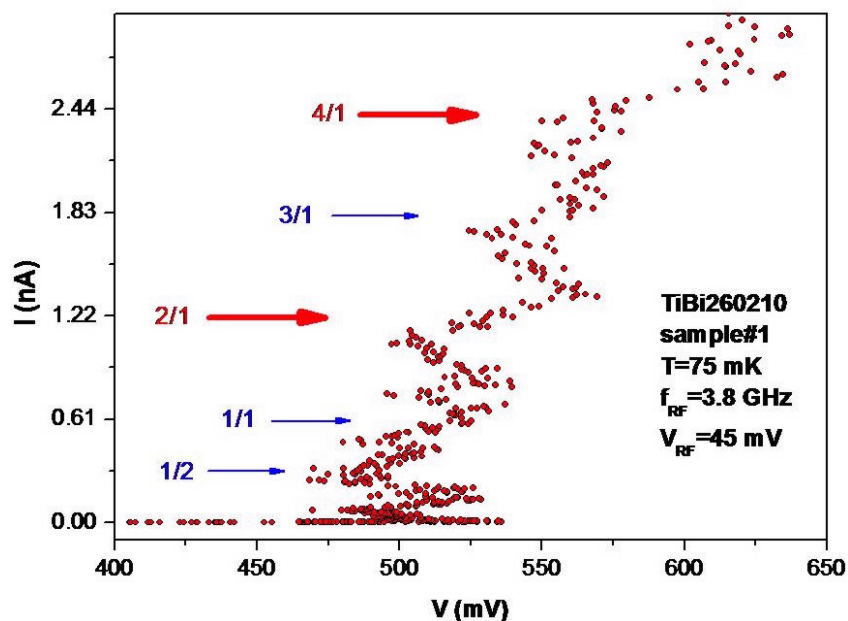


Рис. 7-25.

Фрагмент ВАХ ("Блоховский нос") титанового нанопровода с диаметром 15 ± 2 нм и с длиной 20 мкм, измеренной в четырехконтактной конфигурации с сопротивлением электродов 100 МОм при облучении излучением с частотой $f_{RF} = 3.8$ ГГц. Большими стрелками обозначены ожидаемые положения "сверхпроводящих" Блоховских особенностей $I_n = n \times (2e) \times f_{RF}$, $n=1, 2, 3...$; тонкими стрелками - соответствующие одноэлектронные особенности [198].

Весьма нетривиальной является зависимость ширины n -ой Блоховской ступеньки δV_n от амплитуды ВЧ сигнала V_{rf} . В теоретической работе [190] было показано, что соответствующие зависимости описываются аналитической зависимостью $\delta V_n \sim (-1)^n J_n(V_{rf})$, где J_n - функция Бесселя (Рис. 7-05). Экспериментальные зависимости подтверждают это предсказание (Рис. 7-26), что является еще одним аргументом в пользу того, что наблюдаемые особенности на ВАХ - действительно соответствуют Блоховским осцилляциям.

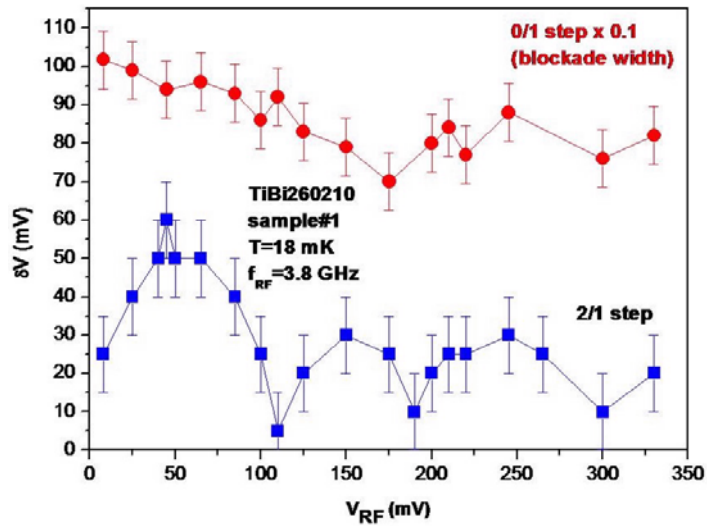


Рис. 7-26.

Экспериментальные зависимости ширины Блоховских ступенек от амплитуды ВЧ сигнала 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 $f_{RF} = 3.8$ ГГц. Следует обратить внимание, что для Кулоновской щели (обозначенной как 0/1) масштаб уменьшен в 10 раз [198].

На ВАХ во внешнем ВЧ излучении достаточно высокой частоты (Рис. 7-25) хорошо различается "тонкая" структура: $I(n, m) = e \times (n/m) \times f_{RF}$ (Рис. 7-27), где основные особенности ($m=1$) с целочисленным номером $n=1, 2, 3...$ могут быть связаны с туннелированием единичных электронов, а четные ступени $n = 2, 4, 6$ - с туннелированием Куперовских пар. На ВАХ также можно различить и первую субгармонику ($n=1, m=2$). Наблюдение сосуществования одноэлектронных и Блоховских особенностей сообщалось ранее в ДжК, хотя немонотонности были достаточно слабыми и обнаруживались только для $n=1$ [194].

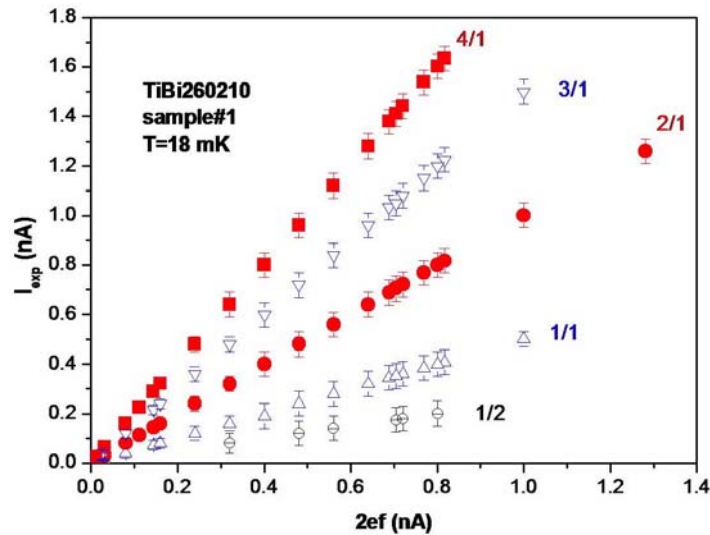


Рис. 7-27.

Зависимости от частоты ВЧ излучения f_{RF} положений особенностей на ВАХ титанового нанопровода с диаметром 15 ± 2 нм и с длиной 20 мкм, измеренные в четырехконтактной конфигурации с сопротивлением электродов ~ 100 МОм [198]. Обозначения соответствуют номенклатуре работы [190].

Вся совокупность полученных данных (Рис. 7-16 - 7-27) свидетельствует в пользу наблюдения Блоховских осцилляций. С точки зрения теории, квантовая динамика тонкого нанопровода в режиме квантовых флуктуаций и ДжК (или одномерной цепочки ДжК) - идентична и качественно не различима. Однако разумно задаться вопросом: какую же из двух систем представляют наши образцы? Все доступные методы микроскопического и элементного анализа свидетельствуют в пользу однородного металлического нанопровода: шероховатость поверхности на уровне ± 2 нм, и никаких очевидных сужений или разрывов не наблюдается. Для самых "толстых" образцов в нормальном состоянии сопротивление на единицу площади $R_{\square} \approx 10$ Ом и сама форма ВАХ со слабой Кулоновской блокадой подтверждают, что в этих системах существование слабых звеньев и/или туннельных барьеров крайне маловероятно. В более широких структурах с $R_{\square} \approx 80$ Ом как Кулоновская блокада, так и Блоховские ступени наблюдаются только ниже критической температуры титана. Вероятность присутствия (скрытых) туннельных барьеров крайне маловероятна. Из сказанного можно сделать вывод, что наблюдение индуцированных ВЧ излучением особенностей есть результат эффекта КПФ, который эквивалентен созданию "динамических" ДжК.

Интерпретация данных, полученных на самых тонких образцах в высокоомном окружении - не столь очевидна. С одной стороны сопротивление на единицу площади $R_{\square}$ от 400 Ом

до 1.9 кОм свидетельствует в пользу "металличности" этих образцов. Кулоновские эффекты в специально окисленных титановых нанопроводах наблюдались при существенно более высоких значениях $R_{\square}$ [200], [201]. С другой стороны, большая величина Кулоновской щели, не исчезающая выше критической температуры титана, свидетельствует в пользу наличия туннельных барьеров. Скорее всего, эти паразитные туннельные барьеры локализованы в точках пересечения титанового нанопровода с висмутовыми контактами. Оценивая зарядовую энергию плоского конденсатора, сформировавшегося в сечении нанопровода $\sigma \approx 15 \text{ нм} \times 15 \text{ нм}$ и разделенного вакуумным барьером ($\epsilon=1$) порядка 1 нм, можно прийти к заключению, что наличие ~ 10 таких образований способно описать наблюдаемую Кулоновскую щель (Рис. 7-20). Следует заметить, что наличие параллельных туннельных контактов не существенно меняет зарядовую энергию [202], и, соответственно, может не приниматься во внимание. Учитывая малое количество туннельных контактов вдоль образца длиной 20 мкм, можно заметить, что большая часть нанопровода должна быть достаточно однородной (металлической), и, как следствие, в ней с конечной вероятностью должны присутствовать квантовые флуктуации, обсуждаемые в предыдущей *Главе*. С этой точки зрения особенно интересным является данные, представленные на Рис. 7-26. Если бы в формировании Кулоновской блокады (0/1) и первой Блоховской ступеньки (2/1) участвовали бы все туннельные контакты, то соответствующие величины δV_n должны были бы быть одного порядка. Однако из эксперимента следует различие приблизительно в 20 раз. Можно высказать предположение, что все последовательно соединенные туннельные контакты дают вклад в большую Кулоновскую щель (0/1), в то время как существенно меньшее количество "активных" элементов определяет ширину Блоховской ступеньки (2/1). С этой точки зрения, остальные "пассивные" туннельные контакты являются дополнительным высокоомным окружением для "активного" элемента (Рис. 7-28). К сожалению из наших экспериментов, мы не можем сделать однозначный вывод: этот "активный" элемент - ДжК или нанопровод в режиме КПФ.

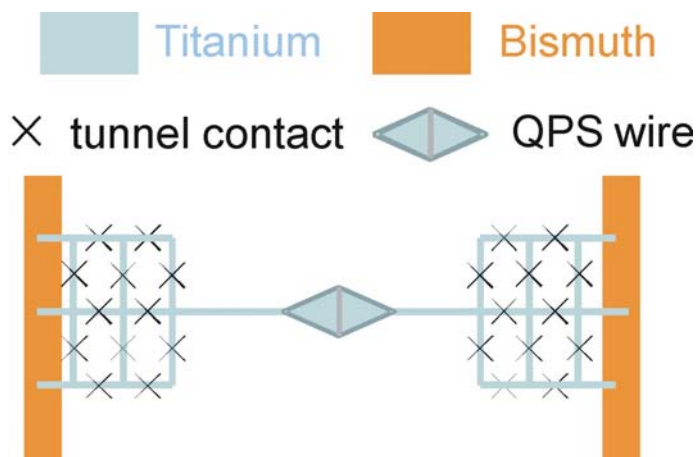


Рис. 7-28.

Схематическое представление самых тонких структур в высокоомном окружении.

Подводя итоги, следует отметить, что не зависимо от того, чем является наша ситема - Джозефсоновским контактом или нанопроводом в режиме КПФ - приведенные выше результаты - однозначное доказательство реальности существования эффекта Блоховских осцилляций. Эффект наблюдается как в низкоомных системах, где с большой степенью уверенности можно исключить существование туннельных контактов, так и - в высокоомных, где, по всей видимости, присутствие туннельных контактов неизбежно. Последнее наблюдение свидетельствует об универсальности эффекта. Линейность положения токовых особенностей I_n от частоты ВЧ излучения f_{RF} (Рис. 7-18 и 7-27) является убедительной демонстрацией принципиальной возможности построения квантового эталона тока.

Положения, выносимые на защиту, и представление результатов.

Проведены детальные экспериментальные исследования вольт-амперных характеристик квазиодномерных титановых наноструктур в высокоомном окружении.

1. Впервые показано, что с уменьшением эффективного диаметра сверхпроводящего канала 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).

2. Впервые показано, что при облучении системы внешним ВЧ излучением на вольт-амперной характеристике появляются специфические особенности - Блоховские ступеньки.

3. Показано, что в квазиодномерных сверхпроводящих каналах в режиме квантовых флуктуаций амплитуда Блоховских ступенек, их положение в токовой шкале и зависимость от амплитуды ВЧ сигнала находятся в удовлетворительном согласии с существующими теоретическими моделями, построенными для Джозефсоновских контактов, тем самым подтверждая дуальность этих двух систем.

Основные результаты этой главы были опубликованы автором в рецензируемых журналах [198], [169] и докладывались на региональных [175] и ряде международных конференций [203], [204], [205], [206].

Заключение.

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 дальнодействующим 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.

Список цитируемой литературы.

- (1) H. K. Onnes, "The resistance of pure mercury at helium temperatures," *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden*, vol. 12, p. 120, 1911.
- (2) Y. Makhlin, G. Schoen, and A. Shnirman, "Quantum-state engineering with josephson junction devices," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 73, pp. 357--400, 2001.
- (3) W. Meissner and R. Ochsenfeld, "Ein neuer effekt bei eintritt der supraleitfähigkeit," *Naturwissenschaften*, vol. 21, no. 44, pp. 787--788, 1933.
- (4) M. A. Biondi, M. P. Garfunkel, and A. O. McCoubrey, "Millimeter wave absorption in superconducting aluminum," *Phys. Rev.*, vol. 101, no. 4, pp. 1427--1429, 1956.
- (5) W. L. McMillan, "Transition temperature of strong-coupled superconductors," *Phys. Rev.*, vol. 167, no. 2, pp. 331--344, 1968.
- (6) A. A. Shanenko, M. D. Croitoru, M. Zgirski, F. M. Peeters, and K. Y. Arutyunov, "Size-dependent enhancement of superconductivity in aluminium and tin nanowires: Shape-resonance effect," *Phys. Rev. B*, vol. 74, no. 5, pp. 052 502--052 506, 2006.
- (7) I. G. Naumenko and V. I. Petinov, "Increase of T_c in finely-dispersed tin," *ZhETP Pisma*, vol. 15, no. 8, pp. 464--467, 1972.
- (8) C. T. Black, D. C. Ralph, and M. Tinkham, "Spectroscopy of the superconducting gap in individual nanometer-scale aluminum particles," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, no. 4, pp. 688--691, 1996.
- (9) C. Enss, *Cryogenic particle detection*. Berlin Heidelberg, Germany: Springer-Verlag GmbH, 2005.
- (10) F. Giazotto, T. T. Heikkila, A. Luukanen, A. M. Savin, and J. P. Pekola, "Opportunities for mesoscopics in thermometry and refrigeration: Physics and applications," *Reviews of Modern Physics*, vol. 78, no. 1, pp. 217--274, 2006.
- (11) K. Y. Arutyunov, T. V. Ryynanen, J. P. Pekola, and A. B. Pavolotski, "Superconducting transition of single-crystal tin microstructures," *Phys. Rev. B*, vol. 63, no. 9, pp. 092 506--1-092 506--4, 2001.

- (12) M. Savolainen, V. Touboltsev, P. Koppinen, K.-P. Riikonen, and K. Y. Arutyunov, "Ion beam sputtering for progressive reduction of nanostructures dimensions," *Applied Physics A*, vol. 79, pp. 1769--1773, 2004.
- (13) P. Jalkanen, V. Touboltsev, H. Koivisto, P. Suominen, T. Suppala, K. Y. Arutyunov, and J. Raisanen, "Superconductivity suppression in iron implanted thin aluminium films," *Journal of Applied Physics*, vol. 98, no. 1, pp. 016 105--1--016 105--3, 2005.
- (14) P. Jalkanen, V. Tuboltsev, A. Virtanen, K. Arutyunov, J. Räisänen, O. Lebedev, and G. V. Tendeloo, "Critical temperature modification of low dimensional superconductors by spin doping," *Solid State Communications*, vol. 142, no. 7, pp. 407--411, 2007.
- (15) M. Zgirski, K.-P. Riikonen, V. Tuboltsev, P. Jalkanen, H. T. T., and K. Y. Arutyunov, "Ion beam shaping and downsizing of nanostructures," *Nanotechnology*, vol. 19, no. 5, pp. 055 301--1--055 301--6, 2008.
- (16) K. Y. Arutyunov, "Fabrication of quasi-one-dimensional superconducting micro- and nanostructures," *Recent Patents in Nanotechnology*, vol. 1, no. 1, pp. 129--135, 2007.
- (17) -----, "Ion beam etching method and ion beam etching apparatus, patent no. fi-20060719," 2011.
- (18) K. Y. Arutyunov, V. Tuboltsev, and M. Kaarre, "Ion beam etching processing, patent no. fi-2007/050440, wo 2008/017733 a1," 2007.
- (19) E. I. Givargizov, *Highly Anisotropic Crystals, Series: Material Science of Minerals and Rocks*. Berlin Heidelberg, Germany: Springer-Verlag GmbH, 1987.
- (20) R. M. Fisher, L. S. Darken, and K. G. Carrol, "Growth of highly anisotropic crystals," *Acta Metallurgica*, vol. 2, pp. 368--372, 1954.
- (21) J. E. Lukens, R. J. Warburton, and W. W. Webb, "Onset of quantized thermal fluctuations in one-dimensional superconductors," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 25, no. 17, pp. 1180--1184, 1970.
- (22) J. Meyer and G. V. Minnegerode, "Instabilities in the transition curve of current-carrying one-dimensional superconductors," *Phys. Lett.*, vol. 38A, pp. 529--530, 1972.
- (23) R. S. Newbower, M. R. Beasley, and M. Tinkham, "Fluctuation effects on the superconducting transition of tin whisker crystals," *Phys. Rev. B*, vol. 5, no. 3, pp. 864--868, 1972.

- (24) Y. P. Gaidukov, N. P. Danilova, and R. S. Georgius-Mankarius, "Nonlinear current-voltage characteristics of metals under size-effect conditions," *Sov. Phys. JETP*, vol. 66, pp. 605--608, 1987.
- (25) G. F. Taylor, "A method of drawing metallic filaments and a discussion of their properties and uses," *Phys. Rev.*, vol. 23, no. 5, pp. 655--660, 1924.
- (26) A. V. Ulitovski, I. M. Maianski, and A. I. Avramenko, "Method of continuous casting of glass coated microwire, patent no.128427 (ussr), 15.05.60. bulletin no.10," p. 14, 1960.
- (27) A. V. Ulitovski and N. M. Averin, "Method of fabrication of metallic microwire," p. 14, 1964.
- (28) K. Y. Arutyunov, N. P. Danilova, and A. A. Nikolaeva, "Nonequilibrium galvanomagnetic properties of quasi-one-dimensional superconductors," *Physica C: Superconductivity*, vol. 235-240, no. Part 3, pp. 1967 -- 1968, 1994.
- (29) -----, "Galvanomagnetic properties of quasi-one-dimensional superconductors," *Journal of Applied Physics*, vol. 76, no. 10, pp. 7139 -- 7141, 1994.
- (30) K. Arutyunov, D. Gitsu, E. Kondrya, A. Nikolaeva, and L. Rybalchenko, "Current-voltage characteristics and magneto resistance peculiarities in bismuth microbridges," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 218, no. 1-4, pp. 35 -- 38, 1996.
- (31) M. Zgirski, "Experimental study of fluctuations in ultra-narrow superconducting nanowires," Ph.D. dissertation, University of Jyvaskyla, 2008.
- (32) K. Y. Arutyunov, H.-P. Auraneva, and A. S. Vasenko, "Spatially resolved measurement of nonequilibrium quasiparticle relaxation in superconducting aluminium," *Phys. Rev. B*, vol. 83, no. 10, pp. 104 509--1--104 509--1--7, 2011.
- (33) J. D. Meyer, "Spannungsstufen in den u(t)-uberganskurven und u(i)-kennlinien stromtragender zinn-whisker," *Appl. Phys.*, vol. 2, pp. 303--320, 1973.
- (34) R. Tidecks, *Current-Induced Nonequilibrium Phenomena in Quasi-One-Dimensional Superconductors*. Springer, NY, 1990.
- (35) K. Y. Arutyunov, D. S. Golubev, and A. D. Zaikin, "Superconductivity in one dimension," *Physics Reports*, vol. 464, pp. 1--70, 2008.

- (36) W. J. Skocpol, M. R. Beasley, and M. Tinkham, "Self heating hotspots in superconducting thin film microbridges," *Journal of Applied Physics*, vol. 45, pp. 4054--4066, 1974.
- (37) T. J. Rieger, D. J. Scalapino, and J. E. Mercereau, "Time-dependent superconductivity and quantum dissipation," *Phys. Rev. B*, vol. 6, no. 5, pp. 1734--1743, 1972.
- (38) W. J. Skocpol, M. R. Beasley, and M. Tinkham, "Phase-slip centers and nonequilibrium processes in superconducting tin microbridges," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 16, pp. 145--167, 1974.
- (39) A. M. Kadin, L. N. Smith, and W. J. Skocpol, "Charge imbalance waves and nonequilibrium dynamics near a superconducting phase-slip center," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 38, pp. 497--534, 1980.
- (40) L. Kramer and R. J. Watts-Tobin, "Theory of dissipative current-carrying states in superconducting filaments," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 40, no. 15, pp. 1041--1044, 1978.
- (41) V. P. Galaiko, "Kinetic theory of resistive states and electric oscillations in superconducting channels," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 26, pp. 483--500, 1977.
- (42) L. Kramer and A. Baratoff, "Lossless and dissipative current-carrying states in quasi-one-dimensional superconductors," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 38, no. 9, pp. 518--521, 1977.
- (43) L. Kramer and R. Rangel, "Structure and properties of the dissipative phase-slip state in narrow superconducting filaments with and without inhomogeneities," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 57, pp. 391--414, 1984.
- (44) M. Tinkham, "The interaction of phase-slip centers in superconducting filaments," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 35, pp. 147--151, 1979.
- (45) E. V. Bezugly, E. N. Bratus, and V. P. Galaiko, "On the theory of voltage jumps in on voltage-current characteristics of superconducting channels," *Sov. Fizika Nizkix Temperatur*, vol. 3, no. 8, pp. 1010--1021, 1977.
- (46) R. Tidecks, "Stabilization of superconductivity by phase-slip centers in current-carrying tin whiskers," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 58, pp. 183--202, 1985.
- (47) J. S. Langer and V. Ambegaokar, "Intrinsic resistive transition in narrow superconducting channels," *Phys. Rev.*, vol. 164, pp. 498--510, 1967.

- (48) D. E. McCumber and B. I. Halperin, "Time scale of intrinsic resistive fluctuations in thin superconducting wires," *Phys. Rev. B*, vol. 1, pp. 1054--1070, 1970.
- (49) K. Y. Arutyunov, N. P. Danilova, and A. A. Nikolaeva, "Transport properties of superconducting single-crystalline filaments in glass cover," *Proceeding of the 30-th Low Temperature Conference, Dubna, 6-8 September 1994*, p. 19, 1994.
- (50) -----, "Galvanomagnetic properties of quasi-one dimensional superconductors," *Proceeding of the 6-th Joint MMM-InterMag Conference, Albuquerque, June 20-23, 1994*, p. 23, 1994.
- (51) -----, "Nonequilibrium galvanomagnetic properties of quasi-one-dimensional superconductors," *Proceedings of the 4-th International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity, M2S-HTCS, Grenoble, July 4-9 1994*, p. BC4, 1994.
- (52) -----, "Nonequilibrium transport in superconducting filaments," *Proceedings of the 4-th International Conference and Exhibition: World Congress on Superconductivity, Orlando USA, June 27- July 1, 1994*, pp. 359--368, 1994.
- (53) A. Schmid and G. Schoen, "Linearized kinetic equations and relaxation processes of a superconductor near T_c ," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 20, pp. 207--227, 1975.
- (54) J. Clarke, *Nonequilibrium superconductivity, Phonons, and Kapitza Boundaries*. Edited by K. E. Gray, Plenum Press, New York, 1981.
- (55) N. Kopnin, *Theory of Nonequilibrium Superconductivity*. Oxford University Press, New York, 2001.
- (56) V. M. Galitski, V. F. Elesin, and Y. V. Kopaev, "Possibility of superconductivity in non equilibrium systems," *Pisma v Zhurnal Teor. i Eksp. Fiziki*, vol. 18, pp. 50--53, 1973.
- (57) V. M. Galitski, V. F. Elesin, D. A. Kirsznitz, Y. V. Kopaev, and R. X. Timerov, "Possibility of superconductivity in non equilibrium systems with repulsion," *Uspehi Fizicheskix Nauk*, vol. 111, pp. 556--558, 1973.
- (58) V. F. Elesin and Y. V. Kopaev, "Superconductors with excess quasiparticles," *Uspehi Fizicheskix Nauk*, vol. 133, pp. 259--305, 1981.
- (59) K. V. Mitsen, G. P. Motulevich, A. I. Golovashkin, and O. M. Ivanenko, "Quasiparticle recombination time and multiplication coefficient in superconducting lead," *Solid State Communications*, vol. 38, pp. 63--65, 1981.

- (60) A. I. Golovashkin, O. M. Ivanenko, and K. V. Mitsen, ``Study of superconducting weak links in tin whiskers," *Fizika Nizkix Temperatur*, vol. 12, pp. 368--373, 1986.
- (61) S. B. Kaplan, C. C. Chi, D. N. Langenberg, J. J. Chang, S. Jafarey, and D. J. Scalapino, ``Quasiparticle and phonon lifetimes in superconductors," *Phys. Rev. B*, vol. 14, no. 11, pp. 4854--4873, 1976.
- (62) M. Tinkham and J. Clarke, ``Theory of pair-quasiparticle potential difference in nonequilibrium superconductors," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 28, no. 21, pp. 1366--1369, 1972.
- (63) W. Belzig, F. K. Wilhelm, C. Bruder, G. Schön, and A. D. Zaikin, ``Quasiclassical green's function approach to mesoscopic superconductivity," *Superlattices and Microstructures*, vol. 25, no. 5-6, pp. 1251--1288, 1999.
- (64) J. Clarke, ``Experimental observation of pair-quasiparticle potential difference in nonequilibrium superconductors," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 28, no. 21, pp. 1363--1366, 1972.
- (65) M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity, 2nd edition*. Mineola, New York: Dover Publications, Inc., 2004.
- (66) R. Yagi, ``Quasi-particle transport in narrow superconducting wires with superconductor/insulator/normal tunnel junctions," *Superlattices and Microstructures*, vol. 34, no. 3-6, pp. 263--269, 2003.
- (67) Y. Ikebuchi and R. Yagi, ``Bias voltage dependence of charge imbalance effect in lateral superconductor/insulator/normal junctions," *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, vol. 22, no. 1-3, pp. 757--760, 2004.
- (68) R. Yagi, ``Charge imbalance observed in voltage-biased superconductor/normal tunnel junctions," *Phys. Rev. B*, vol. 73, pp. 134 507--1--134 507--4, 2006.
- (69) R. Yagi, K. Tsuboi, R. Morimoto, T. Matsumura, and H. Kobara, ``Study of quasi-particle recombination rate by injection experiment using narrow superconducting wire and dc-squid junctions," *J. Phys. Soc. Jpn.*, vol. 78, pp. 054 704--054 707, 2009.
- (70) H. Pothier, S. Gueron, N. O. Birge, D. Esteve, and M. H. Devoret, ``Energy distribution function of quasiparticles in mesoscopic wires," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, no. 18, pp. 3490--3493, 1997.

- (71) F. Pierre, A. Anthore, H. Pothier, C. Urbina, and D. Esteve, "Multiple andreev reflections revealed by the energy distribution of quasiparticles," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, no. 6, pp. 1078--1081, 2001.
- (72) R. C. Dynes, V. Narayanamurti, and J. P. Garno, "Direct measurement of quasiparticle-lifetime broadening in a strong-coupled superconductor," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 41, no. 21, pp. 1509--1512, 1978.
- (73) R. C. Dynes, J. P. Garno, G. B. Hertel, and T. P. Orlando, "Tunneling study of superconductivity near the metal-insulator transition," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 53, no. 25, pp. 2437--2440, 1984.
- (74) C. S. Owen and D. J. Scalapino, "Superconducting state under the influence of external dynamic pair breaking," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 28, no. 24, pp. 1559--1561, 1972.
- (75) W. H. Parker, "Modified heating theory of nonequilibrium superconductors," *Phys. Rev. B*, vol. 12, no. 9, pp. 3667--3672, 1975.
- (76) C. C. Chi and J. Clarke, "Quasiparticle branch mixing rates in superconducting aluminum," *Phys. Rev. B*, vol. 19, no. 9, pp. 4495--4509, 1979.
- (77) J. P. Pekola, V. F. Maisi, S. Kafanov, N. Chekurov, A. Kemppinen, Y. A. Pashkin, O.-P. Saira, M. Mottonen, and J. S. Tsai, "Environment-assisted tunneling as an origin of the dynes density of states," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, no. 2, pp. 026 803--026 806, 2010.
- (78) A. Vasenko and F. Hekking, "Nonequilibrium electron cooling by nis tunnel junctions," *Low T. Phys.*, vol. 154, pp. 221--232, 2009.
- (79) F. Hubler, J. C. Lemyre, D. Beckmann, and H. v. Lohneysen, "Charge imbalance in superconductors in the low-temperature limit," *Phys. Rev. B*, vol. 81, no. 18, pp. 184 524--184 532, 2010.
- (80) K. Y. Arutyunov, "Relaxation of non-equilibrium quasiparticles in a superconductor at ultra-low temperatures," *MESO-2009: Non-equilibrium and coherence phenomena at nanoscale, 11-16 June 2009, Chernogolovka, Russia*, p. 44, 2009.
- (81) -----, "Relaxation of non-equilibrium quasiparticles in a superconductor," *JSPS-ESF International conference on NanoScience in Superconductivity, 23-26 March, 2009, Tsukuba, Japan*, p. 59, 2009.

- (82) -----, ``Relaxation of non-equilibrium quasiparticles in a superconductor at ultra-low temperatures," *International Conference on Quantum Phenomena at Nanoscale, Montenegro, August 30 September 4, 2009*, 2009.
- (83) K. Y. Arutyunov, H.-P. Auraneva, and A. S. Vasenko, ``Spatially resolved measurement of nonequilibrium quasiparticle relaxation in a superconductor," *Moscow International Symposium on Magnetism, MISM-2011, 21-25 August, 2011, Russia*, 2011.
- (84) -----, ``Spatially resolved measurement of nonequilibrium quasiparticle relaxation in a superconductor," *International conference on Vortex Matter in Nanostructured Superconductors, 10-17 September, 2011, Rhodes, Greece*, 2011.
- (85) -----, ``Charge imbalance and energy relaxation of nonequilibrium quasiparticles injected into a superconductor," in *Proceedings of the European conference on applied superconductivity EUCAS-2011, 18-23 September, Hague, Netherlands*, 2011.
- (86) A. B. Pippard, ``An experimental and theoretical study of the relation between magnetic field and current in a superconductor," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, vol. 216, no. 1127, pp. 547--568, 1953.
- (87) P. G. de Gennes, *Superconductivity in metals and alloys*. Addison-Wesley, New York, 1966.
- (88) N. E. Israeloff, F. Yu, A. M. Goldman, and R. Bojko, ``Nonlocal paraconductance of small superconducting loops," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, pp. 2130--2133, 1993.
- (89) 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*, vol. 54, pp. R12 701--R12 704, 1996.
- (90) L. I. Glazman, F. W. J. Hekking, and A. Zyuzin, ``Nonlocal resistance oscillations near the superconducting transition," *Phys. Rev. B*, vol. 46, pp. 9074--9081, 1992.
- (91) F. Hekking, L. Glazman, and A. Zyuzin, ``Non-local paraconductance of small superconductors," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 194-196, Part 1, pp. 1017 -- 1018, 1994.
- (92) N. Israeloff, F. Yu, A. Goldman, and R. Bojko, ``Nonlocal paraconductance of small superconducting loops," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 194-196, Part 2, pp. 1629--1630, 1994.

- (93) -----, ``Nonlocal conductance of small superconducting loops in the paraconductive regime," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 203, no. 3-4, pp. 454 -- 459, 1994.
- (94) K. Y. Arutyunov, J. P. Pekola, A. B. Pavolotski, and D. A. Presnov, ``Nonlocality in superconducting microstructures," *Phys. Rev. B*, vol. 64, pp. 064 519--1--064 519--6, 2001.
- (95) W. A. Little and R. D. Parks, ``Observation of quantum periodicity in the transition temperature of a superconducting cylinder," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, pp. 9--12, 1962.
- (96) R. P. Groff and R. D. Parks, ``Fluxoid quantization and field-induced depairing in a hollow superconducting microcylinder," *Phys. Rev.*, vol. 176, pp. 567--580, 1968.
- (97) K. Y. Arutyunov, ``Manifestation of quasiparticle branch imbalance in resistive measurements of mesoscopic superconductors," *Phys. Rev. B*, vol. 53, pp. 12 304--12 310, 1996.
- (98) K. Y. Arutyunov, D. A. Presnov, S. V. Lotkhov, A. B. Pavolotski, and L. Rinderer., ``Resistive-state anomaly in superconducting nanostructures," *Phys. Rev. B*, vol. 59, pp. 6487--6498, 1999.
- (99) K. Y. Arutyunov, J. P. Pekola, A. Pavolotski, and D. A. Presnov, *Nonlocality in superconducting microstructures*. Macroscopic Quantum Coherence and Quantum Computing, edited by D. V. Averin, B. Ruggiero and P. Silvestrini, Kluvert Academic Plenum Publishers, 2001.
- (100) 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.*, vol. 66, pp. 2254--2257, 1991.
- (101) H. Vloeberghs, V. V. Moshchalkov, C. Van Haesendonck, R. Jonckheere, and Y. Bruynseraede, ``Anomalous little-parks oscillations in mesoscopic loops," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 69, pp. 1268-1271, 1992.
- (102) K. Y. Arutyunov, S. Farhangfar, D. A. Presnov, and J. P. Pekola, ``Unconventional behavior of superconducting nanostructures," *Physica B*, vol. 284-288, pp. 1848--1849, 2000.
- (103) K.Yu.Arutyunov, D. Presnov, S.V.Lotkhov, A.B.Pavolotski, and L. Rinderer, ``Peculiarities of the resistive state in superconducting nanostructures," *Proceedings of the XXXI Russian Conference on Low Temperature Physics*, p. 242-243, Moscow, 2-3 December, 1998, pp. 242--243, 1998.

- (104) K.Yu.Arutyunov, D. Presnov, and L.Rinderer, ``Non-local effects in superconducting nanostructures," *Proceedings of the European Physical Society 16-th General Conference of the Condensed Matter Division, Leuven (Belgium), 25-28 August 1997*, p. 25, 1997.
- (105) -----, ``Manifestation of non-locality in quasi-0-d superconducting nanostructures," *Proceeding of the European Physical Society 17-th General Conference of the Condensed Matter Division, Grenoble (France), 25-29, August 1998*, p. 48, 1998.
- (106) K. Y. Arutyunov and J. P. Pekola, ``Nonlocality in superconducting microstructures," *Proceeding of the International Workshop on Macroscopic Quantum Coherence and computing, Napoli, June 14 -17, 2000*, pp. 155--163, 2001.
- (107) R. Vaglio, C. Attanasio, L. Maritato, and A. Ruosi, ``Explanation of the resistance-peak anomaly in nonhomogeneous superconductors," *Phys. Rev. B*, vol. 47, pp. 15 302--15 303, 1993.
- (108) A. Pomar, S. R. Curras, J. A. Veira, and F. Vidal, ``Splitting of the resistive transition of copper oxide superconductors: Intrinsic double superconducting transitions versus extrinsic effects," *Phys. Rev. B*, vol. 53, pp. 8245--8248, 1996.
- (109) 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*, vol. 44, pp. 462--465, 1991.
- (110) J.-J. Kim, J. Kim, S. Lee, H. J. Lee, K. W. Park, H. J. Shin, and E.-H. Lee, ``A resistance anomaly in a mesoscopic al loop near the superconducting transition," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 194-196, pp. 1035--1036, 1994.
- (111) -----, ``Observation of anomalous low-field magnetoresistance in a mesoscopic aluminium loop near the superconducting transition," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 194-196, pp. 1647--1648, 1994.
- (112) V. V. Moshchalkov, L. Gielen, G. Neuttiens, C. Van Haesendonck, and Y. Bruynseraede, ``Intrinsic resistance fluctuations in mesoscopic superconducting wires," *Phys. Rev. B*, vol. 49, pp. 15 412--15 415, 1994.
- (113) M. Park, M. S. Isaacson, and J. M. Parpia, ``Resistance anomaly and excess voltage near superconducting interfaces," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, pp. 3740--3743, 1995.

- (114) K. Y. Arutyunov, V. A. Krupenin, S. V. Lotkhov, A. B. Pavolotski, and L. Rinderer, "Resistive state anomalies of superconducting nanostructures," *Superlattices and Microstructures*, vol. 21, no. Suppl. A, pp. 27--30, 1997.
- (115) L. A. M. B. I. Ivlev, N. B. Kopnin, "Stability of current-carrying states in narrow finite-length superconducting channels," *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 83, no. 4, pp. 1533--1545, 1982.
- (116) B. I. Ivlev, N. B. Kopnin, and I. A. Larkin, "Current-carrying states in superconducting channels with nonhomogeneities," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 53, pp. 153--176, 1983.
- (117) B. Ivlev and N. Kopnin, "Electric currents and resistive states in thin superconductors," *Advances in Physics*, vol. 33, no. 1, pp. 47--114, 1984.
- (118) M. Zgirski and K. Y. Arutyunov, "Experimental limits of the observation of thermally activated phase-slip mechanism in superconducting nanowires," *Phys. Rev. B*, vol. 75, no. 17, pp. 172 509--172 512, 2007.
- (119) A. F. Andreev, "Heat conductivity of the intermediate state of a superconductor," *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 46, p. 1823, 1964.
- (120) I. L. Landau, "Temperature dependence of reflection coefficient at the boundary between the superconducting and normal phase," *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 11, p. 437, 1970.
- (121) A. B. Pippard, J. G. Shepherd, and D. A. Tindall, "Resistance of superconducting-normal interfaces," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, vol. A27, no. 1556, pp. 17--35, 1971.
- (122) D. Lederer, E. Stofer, and P. Nozières, *Phys. Kondens. Mater.*, vol. 13, p. 67, 1971.
- (123) J. R. Waldram, "Chemical potential and boundary resistance at normal-superconducting interfaces," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, vol. 345, no. 1641, pp. 231--249, 1975.
- (124) S. N. Artemenko and A. F. Volkov, "Andreev reflection and the electric resistance of superconductors in the intermediate state," *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 72, no. 3, pp. 1018--1029, 1977.

- (125) S. Artemenko, A. Volkov, , and A. V. Zaitsev, ``On the contribution of the superconductor to the resistance of a superconductor-normal metal system," *J. Low Temp. Phys.*, vol. 30, no. 3-4, pp. 487--502, 1978.
- (126) S. Artemenko and A. Volkov, ``Electric fields and collective oscillations in superconductors," *Usp. Fiz. Nauk.*, vol. 128, no. 5, pp. 3--30, 1979.
- (127) I. L. Landau and L. Rinderer, ``Comment on intrinsic resistance fluctuations in mesoscopic superconducting wires," *Phys. Rev. B*, vol. 56, pp. 6348--6351, 1997.
- (128) K. Y. Arutyunov, S. V. Lotkhov, A. B. Pavolotski, D. E. Presnov, and L. Rinderer, ``On the reproducibility of the resistive transition anomalies of superconducting nanostructures," *Helv. Phys. Acta*, vol. 69, no. Separanda 2, pp. 31--32, 1996.
- (129) K. Y. Arutyunov, V. A. Krupenin, S. V. Lotkhov, A. B. Pavolotski, and L. Rinderer, ``Resistive state measurements of quasi-0-dimensional superconducting nanostructures," *Czech. J. Physics*, vol. 46, no. Suppl. S4, pp. 2309--2310, 1996.
- (130) K. Maki, *Superconductivity*. edited by R. M. Parks, Marcel Dekker, New York, 1969.
- (131) T. R. Lemberger and J. Clarke, ``Charge-imbalance relaxation in the presence of a pair-breaking supercurrent in dirty, superconducting films," *Phys. Rev. B*, vol. 23, pp. 1100--1105, 1981.
- (132) C. Strunk, V. Bruyndoncx, C. Van Haesendonck, V. V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, C.-J. Chien, B. Burk, and V. Chandrasekhar, ``Resistance anomalies in superconducting mesoscopic aluminium structures," *Phys. Rev. B*, vol. 57, pp. 10 854--10 866, 1998.
- (133) A. M. Kadin, W. J. Skocpol, and M. Tinkham, ``Magnetic field dependence of relaxation times in nonequilibrium superconductors," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 33, pp. 481--503, 1978.
- (134) K.Yu.Arutyunov, B. A. Krupenin, and S.V.Lotkhov, ``Resistive state anomaly in superconducting nanostructures," in *Abstract booklet, 5th Symposium on Nonhomogeneous electron states, 12-14 September, 1995, Novosibirsk, Russia*, 1995, pp. 56--57.
- (135) K.Yu.Arutyunov, S.V.Lotkhov, A.B.Pavolotski, and L. Rinderer, ``Resistive state anomaly in superconducting nanostructures," in *Conference Handbook, 2nd Hasliberg Workshop on Nanoscience, October 12-18, 1996, Hasliberg, Switzerland*, 1996.

- (136) K.Yu.Arutyunov, V. A. Krupenin, S.V.Lotkhov, A.B.Pavolotski, and L. Rinderer, "Resistive anomaly in superconducting nanostructures," in *Abstract booklet: Autumn meeting of the Swiss Physical Society, 10 October, 1996*. Swiss Physical Society, Bulletin SPG7SSP, vol. 13, No. 2, 1996, 1996.
- (137) K.Yu.Arutyunov, D. A. Presnov, and L. Rinderer, "Galvanomagnetic anomalies in superconducting nanostructures," in *Program: 1977 Swiss workshop on Superconducting and Novel Metals, Les Diablerets, September 29-October 1, 1997*, 1997.
- (138) K.Yu.Arutyunov and J. P. Pekola, "Peculiarities of the resistive state in superconducting nanostructures," in *Proceedings of the XXIII Annual Conference of the Finnish Physical Society, March 4-6, 1999, Turku, Finland*, 1999.
- (139) K. Y. Arutyunov, V. A. Krupenin, S. Lotkhov, A. B. Pavolotski, and L. Rinderer, "Resistive state anomalies in superconducting nanostructures," in *Abstract booklet of 5th World Congress on Superconductivity, July 7-11, 1996, Budapest, Hungary*. Board of World Congress on Superconductivity, Houston, 1996.
- (140) K. Y. Arutyunov, V. A. Krupenin, S.V.Lotkhov, A. B. Pavolotski, and L. Rinderer, "Resistive state measurements of quasi-0-dimensional superconducting nanostructures," in *Conference Handbook, XXI International Conference on Low Temperature Physics, August 8-14, 1996, Prague, Czech Republic*, 1996.
- (141) A. I. Larkin and A. Varlamov, *Theory of Fluctuations in Superconductors*. Clarendon, Oxford, 2005.
- (142) A. A. Varlamov, *Fluctoscopy of superconductors*. Fundamentals of superconducting nanoelectronics, Edited by A. Sidorenko, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2011.
- (143) W. Little, "Decay of persistent currents in small superconductors," *Phys. Rev.*, vol. 156, no. 2, pp. 396--403, 1967.
- (144) M. Zgirski, K.-P.Riikonen, T. Holmqvist, M. Savolainen, V. Touboltsev, and K. Arutyunov, *Phase slip phenomena in ultra-thin superconducting wires*. Quantum Computation in Solid State Systems, edited by B. Ruggiero, P. Delsing, C. Granata, Y. Pashkin, P.Silvestrini, Springer, 2006.

- (145) D. A. Pesin and A. V. Andreev, "Suppression of superconductivity in disordered interacting wires," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, pp. 117 001--117 004, 2006.
- (146) D. S. Golubev and A. D. Zaikin, "Thermally activated phase slips in superconducting nanowires," *Phys. Rev. B*, vol. 78, pp. 144 502--144 520, 2008.
- (147) A. Rogachev and A. Bezryadin, "Superconducting properties of polycrystalline niobium nanowires templated by carbon nanotubes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, pp. 512--514, 2003.
- (148) A. T. Bollinger, A. Rogachev, and A. Bezryadin, "Dichotomy in short superconducting nanowires: Thermal phase slippage vs. coulomb blockade," *Europhys Lett*, vol. 76, no. 3, pp. 505--511, sept 2006.
- (149) D. Meidan, Y. Oreg, and G. Refael, "Sharp superconductor-insulator transition in short wires," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, no. 18, pp. 187 001--187 004, 2007.
- (150) D. Meidan, Y. Oreg, G. Refael, and R. A. Smith, "Sharp superconductor-insulator transition in short wires," *Physica C*, vol. 468, no. 5, pp. 341--349, 2008.
- (151) M. Remeika and A. Bezryadin, "Sub-10 nanometer fabrication: molecular templating, electron-beam sculpting and crystallization of metallic nanowires," *Nanotechnology*, vol. 16, pp. 1172--1176, 2005.
- (152) M. Zgirski and K. Arutyunov, "Resistive state of quasi-one-dimensional superconductors: Fluctuations vs. sample inhomogeneity," *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, vol. 40, no. 1, pp. 160--162, 2007.
- (153) 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.*, vol. 78, no. 8, pp. 1552--1555, 1997.
- (154) A. D. Zaikin, D. S. Golubev, A. van Otterlo, and G. T. Zimanyi, "Quantum fluctuations and dissipation in thin superconducting wires," *Usp. Fiz. Nauk*, vol. 168, no. 2, pp. 244--248, 1998.
- (155) D. Golubev and A. Zaikin, "Quantum tunneling of the order parameter in superconducting nanowires," *Phys. Rev. B*, vol. 64, pp. 014 504--014 528, 2001.

- (156) J. M. Graybeal, P. M. Mankiewich, R. C. Dynes, and M. R. Beasley, ``Apparent destruction of superconductivity in the disordered one-dimensional limit," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, no. 23, pp. 2697--2700, 1987.
- (157) N. Giordano, ``Evidence for macroscopic quantum tunneling in one-dimensional superconductors," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, pp. 2137--2139, 1988.
- (158) N. Giordano and E. R. Shule, ``Macroscopic quantum tunneling and related effects in a one-dimensional superconductor," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 63, pp. 2417--2420, 1989.
- (159) N. Giordano, ``Dissipation in a one-dimensional superconductor: Evidence for macroscopic quantum tunneling," *Phys. Rev. B*, vol. 43, no. 1, pp. 160--174, 1991.
- (160) -----, ``Superconductivity and dissipation in small-diameter pb-in wires," *Phys. Rev. B*, vol. 41, no. 10, pp. 6350--6365, 1990.
- (161) -----, ``Superconducting fluctuations in one dimension," *Physica B*, vol. 43, no. 1-3, pp. 460--174, 1994.
- (162) S. Sharifi, A. V. Herzog, and R. C. Dynes, ``Crossover from two to one dimension in in situ grown wires," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, pp. 428--441, 1993.
- (163) A. V. Herzog, P. Xiong, S. Sharifi, and R. C. Dynes, ``Observation of discontinuous transition from strong to weak localization in 1d granular metal wires," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, pp. 668--671, 1996.
- (164) P. Xiong, A. Herzog, and R. Dynes, ``Negative magnetoresistance in homogeneous amorphous superconducting lead wires," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78, p. 927, 1997.
- (165) A. Bezryadin, C. N. Lau, and M. Tinkham, ``Quantum suppression of superconductivity in ultrathin nanowires," *Nature*, vol. 404, pp. 971--974, apr 2000.
- (166) C. N. Lau, N. Markovic, M. Bockrath, A. Bezryadin, and M. Tinkham, ``Quantum phase slips in superconducting nanowires," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, no. 21, pp. 217003--217006, 2001.
- (167) M. Zgirski, K.-P. Riikonen, V. Touboltsev, and K. Y. Arutyunov, ``Quantum fluctuations in ultranarrow superconducting aluminum nanowires," *Phys. Rev. B*, vol. 77, pp. 054508--1--054508--6, 2008.

- (168) -----, ``Size dependent breakdown of superconductivity in ultranarrow nanowires," *Nano Lett.*, vol. 5, no. 6, pp. 1029--1044, 2005.
- (169) J. S. Lehtinen, T. Sajavara, K. Y. Arutyunov, M. Y. Presnjakov, and A. S. Vasiliev, ``Evidence of quantum phase slip effect in titanium nanowires," *Phys.Rev.B*, vol.85, pp. 094508-1--7, 2012.
- (170) K. Y. Arutyunov, ``Quantum limitations of electron transport in ultra-narrow nanowires," *International Review of Physics*, vol. 1, no. 1, pp. 28--30, 2007.
- (171) -----, ``Negative magnetoresistance of ultra-narrow superconducting nanowires in the resistive state," *Physica C*, vol. 468, no. 4, pp. 272--275, 2008.
- (172) M. Zgirski, K.-P. Riikonen, and K. Y. Arutyunov, ``Current-voltage dependencies in ultra-narrow superconducting nanowires in the regime of quantum fluctuations," *J. Phys.*, vol. 97, pp. 012 113--012 117, 2008.
- (173) K. Y. Arutyunov, *Experimental study of the fluctuation-governed resistive state in quasi-one-dimensional superconductors*. Fundamentals of superconducting nanoelectronics, Edited by A. Sidorenko, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2011.
- (174) K. Y. Arutyunov, J. S. Lehtinen, and T. T. Hongisto, ``Quantum fluctuations in superconducting nanostructures," in *Proceedings of the International Conference and Summer School Mesoscopic systems: physics and applications, 20-26.06.2010, Novosibirsk (Erlagol), Russia, 2010*, pp. 17--18.
- (175) J. Lehtinen and K. Arutyunov, ``Electric current standard based on quantum fluctuations of the superconducting order parameter," in *Proceedings of the XXIII Annual Conference of the Finnish Physical Society, March 29-31, 2011, Helsinki, Finland, 2011*.
- (176) K.Yu.Arutyunov, ``Size dependent breakdown of superconductivity in ultra-narrow nanowires," in *APS March 13-17, 2006 meeting, Bull. Am. Phys. Soc.*, v. 51, N1, p.51, 2006, p. 51.
- (177) -----, ``Quantum phase slip phenomena in ultranarrow superconducting nanostructures," in *Proceedings of the International workshop Fluctuations and Phase Transitions in superconductors, June 10-14, 2007, Nazareth Ilit, Israel, 2007*, p. 9.
- (178) -----, ``Quantum phase slip effect in superconducting nanowires and nanorings," in *European conference on applied superconductivity, EUCAS07, Brussels, 16-20.09.2007, 2007*, p. 120.

- (179) -----, "Quantum tunneling phenomena in superconducting nanostructures," in *International Conference on Quantum Transport and Fluctuations at Nanoscale, Montenegro, 2008*, 2008.
- (180) K. Y. Arutyunov, T. Hongisto, and J. Lehtinen, "Quantum tunneling in superconducting nanowires and nanorings," in *JSPS-ESF International conference on NanoScience in Superconductivity, 23-26 March, 2009, Tsukuba, Japan, 2009*, p. 54.
- (181) K. Yu. Arutyunov, J. S. Lehtinen, and T. T. Hongisto, "Resistive state anomaly in superconducting nanostructures," in *Conference abstracts, SM2010-International Conference on Superconductivity and Magnetism: hybrid proximity nanostructures and intrinsic phenomena, Paestum, Salerno (Italy), 5-11.09.2010*, 2010.
- (182) D. V. Averin, A. B. Zorin, and K. K. Likharev, "Coherent oscillations in small tunnel junctions," *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 88, pp. 692--703, 1985.
- (183) K. K. Likharev and A. B. Zorin, "Theory of bloch-wave oscillations in small josephson junctions," *J. low Temp. Phys.*, vol. 59, no. 3/4, pp. 347--382, 1985.
- (184) L. S. Kuzmin and D. B. Haviland, "Observation of the bloch oscillations in an ultrasmall josephson junction," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, no. 20, pp. 2890--2893, 1991.
- (185) J. E. Mooij and Y. V. Nazarov, "Superconducting nanowires as quantum phase slip junctions," *Nature Phys.*, vol. 2, pp. 169--172, 2006.
- (186) A. M. Hriscu and Y. V. Nazarov, "Coulomb blockade due to quantum phase-slips illustrated with devices," *Phys. Rev. B*, vol. 83, pp. 174 511--174 525, 2011.
- (187) V. Ambegaokar and A. Baratoff, "Tunneling between superconductors," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 10, pp. 486--489, 1963.
- (188) D. V. Averin and K. K. Likharev., *Single Electronics: A correlated transfer of single electrons and Cooper pairs in systems of small tunnel junctions*. Elsevier Science Publisher B. V., Mesoscopic Phenomena in Solids, edited by B. L. Altshuler, P. A. Lee and R. A. Webb, 1991.
- (189) D. V. Averin and K. K. Likharev, "Coherent oscillations in small tunnel junctions," *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 90, pp. 733--743, 1986.

- (190) D. V. Averin and A. A. Odintsov, "Coherent oscillations in small tunnel junctions: tight-binding limit," *Fiz. Nizk. Temp.*, vol. 16, pp. 16--25, 1990.
- (191) -----, "Characteristic features of the coherent oscillation synchronization in shunted tunnel junctions," *Fiz. Nizk. Temp.*, vol. 16, no. 10, pp. 1261--1269, 1990.
- (192) L. Kuzmin, Y. Pashkin, and T. Claeson, "Bloch oscillations in double josephson junctions biased via high-ohmic resistors," *Supercond. Sci. Tech.*, vol. 7, pp. 324--326, 1994.
- (193) L. S. Kuzmin, "Experimental evidence for the autonomous bloch oscillations in single josephson junctions," *IEEE Trans. Appl. Sup.*, vol. 3, no. 1, pp. 1983--1986, 1993.
- (194) L. S. Kuzmin and Y. A. Pashkin, "Single electron tunneling oscillations in a curent-biased josephson junctions," *Physica B*, vol. 194-196, pp. 1713--1714, 1994.
- (195) L. S. Kuzmin and D. B. Haviland, "Bloch oscillations and cooper pair tunneling in ultrasmall josephson junctions," *Physica Scripta*, vol. T42, pp. 171--176, 1992.
- (196) M. Watanabe and D. B. Haviland, "Coulomb blockade and coherent single-cooper-pair tunneling in single josephson junctions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, no. 22, pp. 5120--5123, 2001.
- (197) K. Andersson, "Coulomb blockade of cooper pair tunneling in one dimensional josephson junction arrays," Ph.D. dissertation, University of Stockholm, 2002.
- (198) J. S. Lehtinen, K. Zakharov, and K. Y. Arutyunov, "Bloch oscillations in ultra-narrow supercondcuting nanowires," *to be published*, 2012.
- (199) T. T. Hongisto and A. B. Zorin, "Quantum phase slip interference device based on superconducting nanowire," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, pp. 097 001--1 -- 097 001--5, 2012.
- (200) V. Schollmann, J. Johansson, K. Andersson, and D. B. Haviland, "Coulomb blockade effects in anodically oxidized titanium wires," *Journal of Applied Physics*, vol. 88, no. 11, pp. 6549--6553, 2000.
- (201) J. Johansson, V. Schoellmann, K. Andersson, and D. B. Haviland, "Coulomb blockade in anodised titanium nanostructures," *Physica B: Condensed Matter*, vol. 284-288, no. Part 2, pp. 1796 -- 1797, 2000.
- (202) U. Geigenmueler and G. Schoen, "Single-electron effects in arrays of normal tunnel junctions," *Eur. Phys. Lett.*, vol. 10, pp. 765--770, 1989.

- (203) K. Y. Arutyunov and J. S. Lehtinen, "Insulating state of a superconductor," *Moscow International Symposium on Magnetism, MISM-2011, 21-25 August, 2011, Russia*, 2011.
- (204) -----, "Insulating state of a superconductor," *International conference on Vortex Matter in Nanostructured Superconductors, 10-17 September, 2011, Rhodes, Greece*, 2011.
- (205) -----, "Physics and applications of quantum phase slip effect in superconducting nanostructure," in *Proceedings of the European conference on applied superconductivity EUCAS-2011, 18-23 September, Hague, Netherlands*, 2011.
- (206) -----, "Coulomb effects in superconducting nanowires," in *Coulomb effects in superconducting nanowires*, 2011.

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. Мошталкову, 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. Ryynänen, K.-P. Riikonen, H.-P. Auraneva, J. Manz, S. Schmidlin, Ch. Pellingier, L. Taskinen, L. Leino, B. Ames, M. Savolainen, P. Jalkanen, T. Holmqvist, M. Zginski, 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.).

Основные публикации 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. Supercon-

ducting 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 Break-down 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 fluctua-

tions 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, 094508-1 -- 094508-7 (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, 355-358 (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)