

Министерство науки и образования Российской Федерации
Московский физико-технический институт
(государственный университет)
ИФТТ РАН

ЛЬВОВ Дмитрий Сергеевич

Изготовление и исследование субмикронных планарных джозефсоновских структур

010600 Прикладные математика и физика

Выпускная квалификационная работа на степень магистра

Научный руководитель
доктор физико-математических наук профессор
Валерий Владимирович Рязанов

Научный консультант
кандидат физико-математических наук старший научный сотрудник
Василий Сергеевич Столяров

Рецензент
кандидат физико-математических наук старший научный сотрудник
Сергей Иванович Божко

1 Введение

Увеличение интеграции в современных электронных схемах, доведение размеров элементов до нанометровых размеров (менее 100 нм) требует исследования и учета влияния на характеристики электронных устройств новых неравновесных эффектов, которые, с одной стороны, могут мешать традиционному функционированию микроэлектронных устройств, а с другой стороны, могут быть использованы для создания новых устройств, основанных на новых принципах и использующие другие алгоритмы функционирования. Неравновесные эффекты в гибридных структурах возникают на границах (интерфейсах) различных материалов, когда размеры элементов становятся сравнимыми с характерными длинами релаксации возникающих на этих границах возбуждений. Сверхпроводящие гибридные элементы, в которых помимо сверхпроводников используются нормальные металлы и ферромагнетики, в настоящее время используются для реализации устройств цифровой [1], [2], [3] и квантовой [4], [5] логики, чувствительных сенсоров электромагнитных сигналов, источников и детекторов терагерцовых и субтерагерцовых излучений (см., например, [6]). Одной из важных характеристик сверхпроводника является энергетическая щель в электронном спектре, отделяющая сверхпроводящие носители (куперовские пары, сверхпроводящий конденсат) от нормальных носителей (квазичастиц). В рабочих режимах в области наноконтактов на границах сверхпроводника с нормальным металлом (NS-контактах) и ферромагнетиком (FS-контактах) возникают заметные электрические напряжения, обеспечивающие инжекцию квазичастиц в сверхпроводник над энергетической щелью. Это приводит к изменению сверхпроводящих характеристик, появлению диссипации (вплоть до полного подавления сверхпроводимости). С другой стороны, инжекция квазичастиц может быть использована для контролируемого изменения характеристик сверхпроводящихnanoструктур, например, джозефсоновских переходов (см., например, [7]), такими длинами являются длина релаксации нормальных электронов (квазичастиц), длина релаксации зарядового разбаланса, длина релаксации спинового разбаланса, длина релаксации неравновесных фононов и других возможных фононных возбуждений. Для прямого исследования этих длин и соответствующих неравновесных эффектов в сверхпроводниках требуется изготовление прецизионных тонкопленочных многотерминальных устройств с характерными латеральными размерами от 30 до 500 нм.

В связи с этим, основными целями дипломной работы является:

1. изготовить методами электронной литографии, электронно-лучевого и магнетронного напыления субмикронные планарные структуры на основе двух активно используемых в сверхпроводящей электронике материалов — Al и Nb;
2. при помощи сверхнизкотемпературных электронно-транспортных измерений определить характерные длины неравновесных явлений в изготовленных сверхпроводниковых гетероструктурах.

Для достижения поставленных целей было необходимо решение следующих задач:

- отработать с использованием приборной базы ИФТТ РАН и МФТИ, технологии изготовления многотерминальных планарных сверхпроводниковых гетероструктур на основе пар металлов сверхпроводник- нормальный металл: алюминий - медь и ниобий - золото;
- собрать низкошумящую сверхнизкотемпературную систему на базе вставки Нe3 в транспортный дьюар. Изготовить специальный держатель образца с низкотемпературными фильтрами для вставки Нe3. Автоматизировать процесс стабилизации температур в диапазоне от 0.3 до 8К, автоматизировать сбор экспериментальных данных по трем параметрам: ток в образец, напряжение и температура;
- после отработки технологий изготовления планарных сверхпроводниковых гетероструктур, изготовить джозефсоновские контакты Al-Cu-Al и Nb-Au-Nb с инжекторами из нормального металла на различных расстояниях от джозефсоновской слабой связи;
- провести анализ полученных экспериментальных данных и сделать выводы о характерных масштабах релаксации неравновесных квазичастических состояний для двух типов сверхпроводников.

1.1 Гистерезис в планарных SNS-контактах

В настоящей работе изучаются субмикронные планарные джозефсоновские SNS-контакты и нелокальные неравновесные эффекты. В частности исследуется их гистерезисное поведение. Обычно гистерезис на вольт-амперных характеристиках джозефсоновских контактов определяется величиной параметра Маккамбера $\beta_C = (2e\hbar)I_cCR^2$, в случае, когда $\beta_C > 1$. Здесь I_c — критический ток контакта, C — его ёмкость, R — нормальное сопротивление [10]. Однако в планарных структурах геометрическая ёмкость SNS-переходов пренебрежимо мала. В работах [38], [36] появление гистерезиса объясняется следующим образом. Джозефсоновский контакт в нестационарном состоянии можно характеризовать двумя временными параметрами: временем подавления и восстановления сверхпроводимости — $\tau_p \sim \hbar/\Delta$ (Δ — величина энергетической щели сверхпроводника или наведённого параметра порядка) и временем $\tau_J = 1/f_J = \Phi_0/V \sim 1/I_cR_N$, которое описывает джозефсоновскую генерацию. В протяжённом SNS-переходе время τ_p определяется уже наведённой в нормальной связи минищелью $E^g \ll \Delta$. Тогда параметр порядка уже не успевает восстановиться: $\tau_p \lesssim \tau_J$. В таком представлении джозефсоновский переход ведёт себя как RC-цепь, через которую проходит сигнал с частотой $f > 1/\tau = RC_*$, где C_* — эффективная ёмкость перехода. Такой подход подробно развивается в недавней теоретической работе [35]. Другое объяснение этого эффекта — перегрев электронной подсистемы относительно фононной температуры [8]. В настоящей работе проводится экспериментальное

исследование неравновесного состояния SNS–контакта, когда «охлаждение» контакта происходит за счёт инжектированных неравновесных возбуждений. Это делает возможным изменение эффективной электронной температуры SNS–контакта, а также управление его характеристиками. В перспективе на основе этого эффекта можно создать новые приборы сверхпроводящей электроники, аналогичные транзисторам. Важная часть дипломной работы посвящена экспериментальному изучению и обсуждению возникающего неравновесного состояния.

Критический ток джозефсоновского SNS–контакта можно описать уравнением Амбера–Баратова

$$I_c = i_c G E^g / e, \quad (1)$$

где G — проводимость контакта в нормальном состоянии, $i_c \sim 1$ — модельный параметр. Эффективную ёмкость перехода $C(\chi)$ можно представить как сумму геометрической C_{geom} и внутренней $C_*(\chi)$:

$$C = C_{geom} + C_*(\chi), \quad (2)$$

где χ — разность фаз между берегами контакта. Величина $C_*(\chi)$ определяется андреевскими уровнями в нормальной части контакта. В работе [35] показывается, что в пределе $I \rightarrow I_c$ величина $C_*(\chi)$ для произвольного SNS–контакта зависит от отношения нормальной проводимости к величине минищели:

$$C_*(\chi) = \alpha_C(\chi) G / E_g. \quad (3)$$

Безразмерный коэффициент $\alpha_C(\chi)$ зависит от выбора модели. При разности фаз χ_c , соответствующей протеканию через переход критического тока I_c , коэффициент $\alpha_C(\chi_c)$ имеет величину порядка единицы (см. рис. 1). Расчёты параметра α_C сильно зависят от типа джозефсонового перехода, а именно от величин Δ и τ_{esc} — времени, требующемуся электрону из нормальной области для установления контакта со сверхпроводником. Для диффузного перехода длины L справедлива оценка $\hbar/\tau_{esc} \sim E_{Th}$. Здесь $E_{Th} = \hbar D / L^2$ — энергия Таулеса, D — коэффициент диффузии. Минищель, в свою очередь, можно оценить как $E_g \sim \min(\Delta, \hbar/\tau_{esc})$. Тогда в зависимости от отношения параметров Δ и \hbar/τ_{esc} можно отличить случаи короткого ($\hbar/\tau_{esc} \gg \Delta$, $E_g \approx \Delta$) и длинного ($\hbar/\tau_{esc} \ll \Delta$, $E_g \ll \Delta$) джозефсоновского перехода.

В статье [8] явление гистерезиса в вольт–амперных характеристиках SNS–структурakh изучается экспериментально. Авторы используют длинный SNS–переход Al–Cu–Al, нормальная часть которого имеет дополнительные сверхпроводящие туннельные контакты (см. рис. 2), образуя SINIS–переход.

Сначала авторы исследуют температурную зависимость вольт–амперных характеристик SINIS–структуры и используют этот её далее в качестве термометра. Одновременно

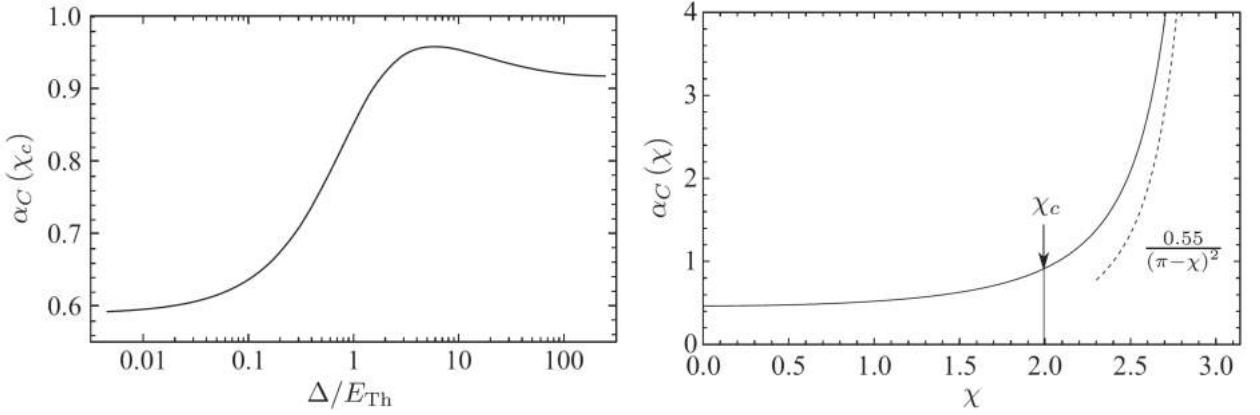


Рис. 1: Слева: зависимость ёмкостного коэффициента $\alpha_C(\chi_c) = C^*(\chi_c)/(G/E_g)$ от величины отношения Δ/E_{Th} для джозефсоновского контакта конечной длины. Справа: зависимость ёмкостного коэффициента $\alpha_C(\chi_c)$ от разности фаз χ для длинного ($E_{Th} \ll \Delta$) джозефсоновского контакта. Критическая разность $\chi_c = 1.27/(\pi/2)$ фаз указана стрелкой. Пунктирная линия показывает асимптотическое поведение вблизи $\chi = \pi$. Иллюстрации из работы [35]

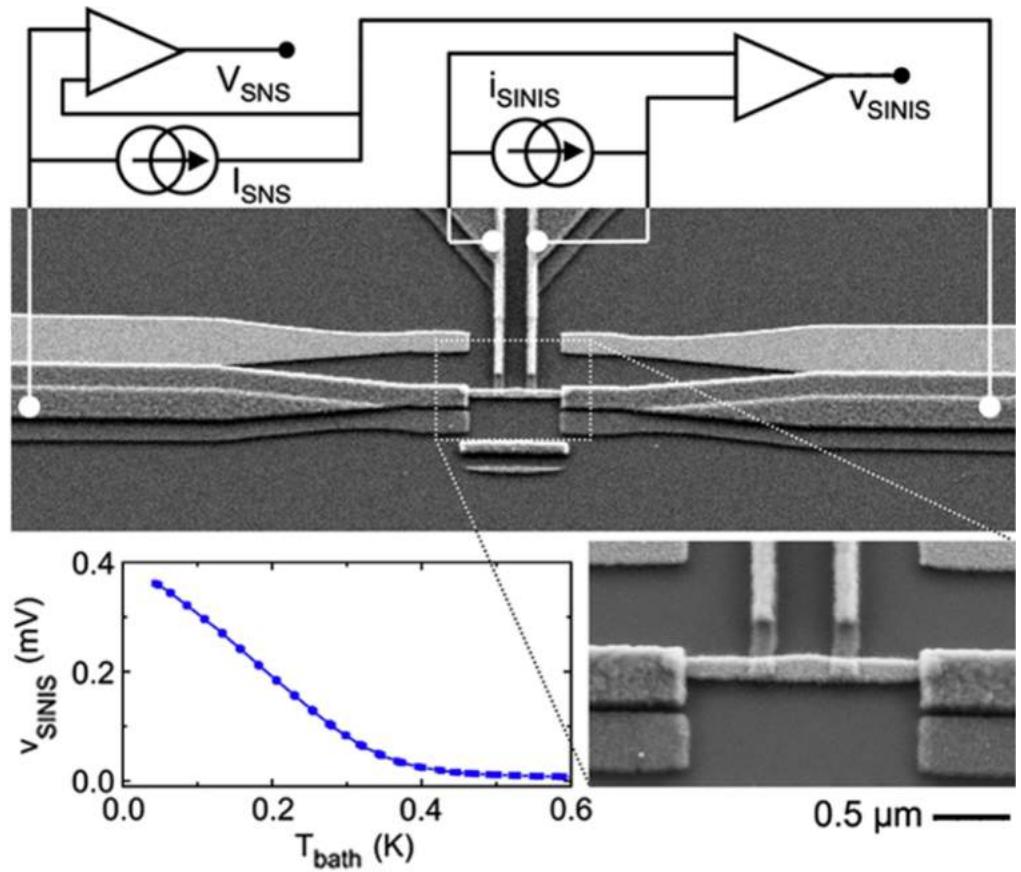


Рис. 2: Сверху: СЭМ–изображение SNS–структурь и схема измерений. Внизу слева: зависимость напряжения на электродах SINIS–контакта от температуры. Внизу справа: увеличенное изображение структуры. Иллюстрация из работы [8].

измеряя напряжение и на SNS–, и на SINIS–структуре, авторы непосредственно находят температуру N–области (см. рис. 3). Пекола и коллеги показывают, что значение тока I_r при базовой (фононной) температуре соответствует значению критического тока контакта I_c при соответствующей более высокой температуре, которая определяется электронной температурой в нормальном металле, т.е. $I_r(T) = I_c(T_{el})$. Затем авторы численно проверяют две гипотезы о природе перегрева. Первое предположение состоит в том, что «горячие» электроны находятся в нормальной части перехода. В низкотемпературном пределе тепловая мощность, передающаяся термостату за счёт электрон-фононного взаимодействия выглядит как $P \propto T_e^5$, где T_e — электронная температура. Однако результат более близкий к экспериментальным данным даёт модель, в которой разогрев происходит через NS–границы (туннельные NIS–контакты принимаются изолирующими). Вслед за [11] авторы принимают, что за перенос тепла отвечают надщелевые квазичастицы. Разность теплопроводностей нормального и сверхпроводящего состояний r можно записать как

$$r(T) = \frac{3}{2\pi^2} \int_{\Delta/k_B T}^{+\infty} \left(\frac{x}{\cosh(x/2)} \right)^2 dx \propto \exp(-\Delta/k_B T_e). \quad (4)$$

Последнее упрощение верно в пределе $T \rightarrow 0$. Тепловая мощность теперь может быть записана как

$$P(T_e) = L_0 G_N^{sc} \int_{T_{bath}}^{T_e} r(T) T dT, \quad (5)$$

где $L_0 = 2.45 \times 10^{-8} W \cdot \Omega \cdot K^{-2}$ — число Лоренца, G_N^{sc} — нормальная проводимость, T_{bath} — температура криостата. Результаты экспериментов и численных моделирований можно видеть на рис. 4.

1.2 Особенности эффекта близости в SNS-контактах

Рассмотрим структуру, показанную на рис. 6, и введём обозначения, которые будут использоваться в дальнейшем: d_S и d_N — толщины сверхпроводящей и нормальной плёнки, соответственно, L — расстояние между сверхпроводящими берегами, L' — длина нормальной части, A_{BN} и A_r — площади SN–границ, W — ширина N–полоски. Из представленной геометрии следует, что наведение сверхпроводящих корреляций в N–полоску возможно как через SN–границы типа «плоскость» S_P с площадью A_{BN} , так и через SN–границы типа «торец» S_r с площадью A_r .

Эффект близости оказывает существенное влияние на такие транспортные свойства диффузионных SN–систем как величины критических токов в S-N-S структурах разной длины и их температурные зависимости, на виды подщелевой структуры в спектре проводимости и особенности на вольт-амперных характеристиках, связанные также с влиянием эффекта многократного андреевского отражения [15, 16].

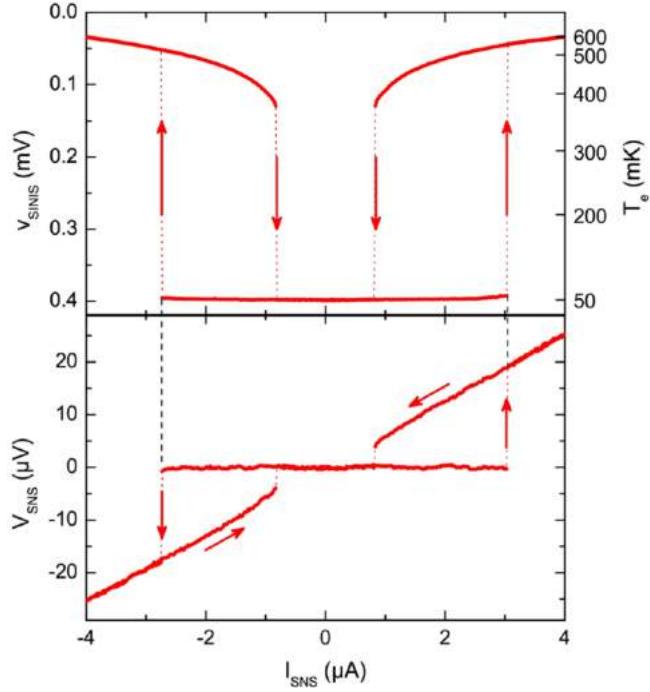


Рис. 3: Сверху: Вольт-амперная характеристика SNS–контакта (внизу) показана в одном масштабе токов с сигналом SINIS–термометра (наверху). Измерения проводились одновременно при температуре 50 мК. На верхнем графике правая шкала показывает соответствующую электронную температуру. Иллюстрация из работы [8].

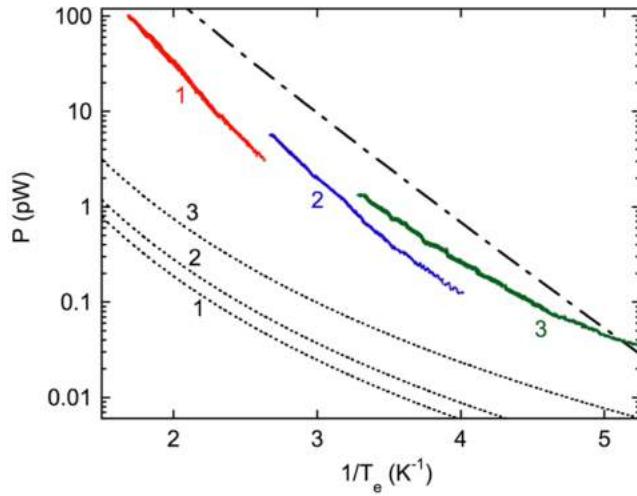


Рис. 4: Инжектированное джоулево тепло $I_{SNS}V_{SNS}$ в SNS–переход как функция обратной электронной температуры T_e . Температура криостата 50 мК. Ожидаемое поведение вследствие электрон-фононного рассеяния обозначено штриховой линией. Штрих-пунктирной линией показана мощность, вычисленная по формуле (5). Цифры соответствуют образцам. Иллюстрация из работы [8].

В температурном диапазоне $k_B T \leq E_{Th} = \hbar D_N / L^2$, где E_{Th} — энергия Таулеса, а D_N — коэффициент диффузии, составной SN-электрод ведёт себя как единое целое и всю структуру можно характеризовать лишь длиной L (т.е. расстоянием между сверхпроводящими берегами) независимо от свойств SN-границ. Примеры таких исследований — [13, 14]. В области высоких температур ситуация может значительно измениться. В частности, могут проявиться различные транспортные и сверхпроводящие свойства плоскостных S_P и торцевых S_r SN-границ.

1.3 Нелокальные неравновесные эффекты в планарных субмикронных джозефсоновских структурах

Изучение нелокальных неравновесных эффектов сегодня актуально в связи с перспективами создания на их основе устройств спинtronики или сверхпроводящей электроники. В частности, интерес представляют такие явления, как кросс-андреевское отражение, упругое котуннелирование, спиновая диффузия, инжекция и аккумуляция. Уже сегодня режимы работы многих электронных наноразмерных устройств не являются равновесными, так как их размеры сравнимы с характерными длинами затухания. Многокомпонентные сверхпроводящие цепи могут содержать как джозефсоновские контакты, так и компоненты из нормальных металлов или ферромагнетиков. Такие компоненты являются источниками неравновесных квазичастиц, в том числе и спин-поляризованных. Таким образом, существует задача по изучению неравновесных эффектов в подобных сверхпроводящих системах, характерных величин и температурных зависимостей. Первые эксперименты по исследованию нелокальных неравновесных эффектов в джозефсоновских структурах были выполнены на макроскопических сэндвичевых SNS-структуратах [30], [31]. В изучавшихся структурах квазичастицы инжектировались через тонкий сверхпроводящий электрод с толщиной, сравнимой с длиной зарядовой релаксации λ_Q . Эффект зарядового разбаланса активно исследовался в 70–80-х гг. и теоретически [20], [28], [25], и экспериментально [19], [24], [29], но был тогда изучен только при температурах, близких к температурам сверхпроводящего перехода T_c . Согласно этим работам, длина λ_Q определяется только временем неупругого электрон-фононного рассеяния τ_E . Экспериментальные исследования в низкотемпературном диапазоне [18], [21], [26], [27] проводились сравнительно недавно (со второй половины нулевых) и на настоящий момент не подкреплены соответствующими теоретическими работами. Более того, в экспериментальных результатах присутствуют значительные противоречия. Эксперименты с инжекцией через туннельный контакт [21] показывают длину релаксации λ_Q порядка нескольких микрон, что соответствует ранним [19], [29], [22] исследованиям вблизи температуры T_c , тогда как результаты работ с омическими контактами [18] слабо с ними согласуются. Авторы статей [21], [18] в своих структурах использовали инжекторы из нормального металла, которые имели туннельный или омический контакт со сверхпроводником.

1.3.1 Нелокальный сверхпроводящий ток в SNS-структурах

В работах [30], [31] предложен метод нелокальной детекции с помощью джозефсоновского контакта, выступающего в роли детектора инжектированных неравновесных квазичастиц. «Нелокальный эффект Джозефсона» же впервые наблюдался в трёхслойных сэндичевых SNS-структурах вблизи T_c в работе [30]. Схема эксперимента изображена на РИС. Квазичастицы инжектируются из нормального электрода в один из сверхпроводящих берегов джозефсоновского контакта, толщиной порядка $2\lambda_Q$. С приближением температуры к T_c длина релаксации зарядового разбаланса увеличивается. Поэтому не все инжектированные квазичастицы успевают конвертироваться в сверхпроводящий конденсат и проходят через слабую связь перехода. Однако общий ток через переход должен быть нулевым, следовательно, ток квазичастиц компенсируется равным по величине и обратным по направлению током куперовских пар. Превышение сверхтоком критического значения I_c влечёт за собой появление напряжения на S-контактах, собственно, детекцию нелокального критического тока. Заметим, что напряжение, возникающее при нелокальной схеме эксперимента, обратно таковому в локальном случае. Позже такой же экспериментальный метод был использован в работах по изучению нелокальных эффектов [17], [33].

Преимущество данного метода состоит в том, что он позволяет напрямую измерять поток неравновесных квазичастиц. Кроме того, с помощью этого эффекта возможно нелокально контролировать состояние джозефсоновских контактов в различных сверхпроводящих электронных устройствах. Например, можно реализовать трёхэлектродное устройство с токами, запитываемыми по локальной и нелокальной схеме.

1.3.2 Разбаланс заселённостей ветвей спектра элементарных возбуждений и электрическое поле в сверхпроводнике

В равновесном состоянии функция распределения сверхпроводящих квазичастиц имеет вид

$$v_{\mathbf{k}}^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\varepsilon_{\mathbf{k}}}{E_{\mathbf{k}}} \right),$$

где $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2 / 2m - \mu_s$, а $E_{\mathbf{k}} = \sqrt{\varepsilon_{\mathbf{k}} + \Delta^2}$ — энергия квазичастицы. Заметим, что в равновесном случае химпотенциал μ_s сверхпроводящих квазичастиц совпадает с энергией Ферми E_F .

Заряд квазичастиц (в единицах элементарного заряда e) определяется выражением

$$q_{\mathbf{k}} = u_{\mathbf{k}}^2 - v_{\mathbf{k}}^2 = \frac{\varepsilon_{\mathbf{k}}}{E_{\mathbf{k}}}. \quad (6)$$

В условиях равновесия электронная и дырочная ветви спектра элементарных возбуждений заселены квазичастицами симметрично. Поэтому суммарный заряд электронопо-

добных и дырочноподобных возбуждений равен нулю. Функция распределения возбуждений в сверхпроводнике — функция Ферми

$$f_{\mathbf{k}} = \frac{1}{\exp(E_{\mathbf{k}}/k_B T) + 1}.$$

Равновесное распределение будет нарушено вблизи границы с нормальным металлом, откуда идёт поток электронов. Электроны с энергией $E_{\mathbf{k}} > \Delta(T)$ проникают в сверхпроводник и занимают ячейки \mathbf{k} -пространства, принадлежащие электронной ветви спектра возбуждений сверхпроводника. Таким образом, возникает разбаланс заселённостей двух ветвей. Рассмотрим последствия его возникновения.

Существование разбаланса заселённости приводит к появлению конечного заряда квазичастиц

$$Q = \sum_{\mathbf{k}} q_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}},$$

где $f_{\mathbf{k}}$ — неравновесная функция распределения электронов по ячейкам \mathbf{k} -пространства.

Из требования общей электронейтральности получаем, что заряд сверхпроводящего конденсата должен уменьшиться на такую же величину Q . Значит, должна измениться функция распределения сверхпроводящих частиц $v_{\mathbf{k}}^2$, а также их химический потенциал μ_s . Площадь под кривой $v_{\mathbf{k}}^2$ пропорциональна числу сверхпроводящих электронов. Поэтому уменьшение их числа соответствует смещению границы распределения влево, т.е. уменьшению химического потенциала μ_s на величину $E_F - \mu_s$. Таким образом, заряд конденсата уменьшился на величину Q , пропорциональную числу энергетических уровней, освободившихся от квазичастиц $2N(0)(E_F - \mu_s)$, где $N(0)$ — плотность состояний на уровне Ферми и равен

$$Q = 2eN(0)(E_F - \mu_s). \quad (7)$$

Запишем в общем случае уравнение движения для сверхпроводящего электрона:

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}_s) = -\frac{e}{c}\dot{\mathbf{A}} - e\nabla\varphi - \nabla\mu_s.$$

Здесь m , e — масса и заряд электрона, \mathbf{v}_s — скорость сверхтекущей компоненты, φ — электростатический потенциал, \mathbf{A} — векторный потенциал. В стационарных условиях $d(m\mathbf{v}_s/dt) = \dot{\mathbf{A}} = 0$, то есть сверхпроводящие электроны не ускоряются. Это означает, что в стационарных условиях в сверхпроводнике должен быть постоянным электрохимический потенциал сверхпроводящих электронов φ :

$$\varphi^{el-chem} = e\varphi + \mu_s = const. \quad (8)$$

Отсюда получаем существование электрического поля

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi = \frac{1}{e}\nabla\mu_s.$$

Используя (7), получаем

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{2eN(0)}\nabla Q.$$

Подчеркнём, что это поле не ускоряет сверхпроводящий конденсат. Его мог бы ускорить градиент электрохимического потенциала, который однако (из (8)) равен нулю.

Теперь найдём выражения для тока квазичастиц I_n и сверхпроводящих частиц I_s в присутствии разбаланса Q . Изменение разбаланса выглядит как

$$\dot{Q} = 2 \sum_{\mathbf{k}} (q_{\mathbf{k}} \dot{f}_{\mathbf{k}} + \dot{q}_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}}).$$

Функция распределения $f_{\mathbf{k}}$ может изменяться вследствие прямой инжекции квазичастиц, диффузии квазичастиц из соседних областей или рассеяния. Таким образом, неупругое электрон-фононное рассеяние, переводящее частицы из состояния $q_{\mathbf{k}_1}$ в состояние $q_{\mathbf{k}_2}$, изменит Q . Кроме того, при изменении μ_s изменяется эффективный заряд $q_{\mathbf{k}}$ всех квазичастиц, что повлечёт даже больший эффект на Q .

В работе [19] описан инжекционный эксперимент в стационарном случае, когда μ_s и $q_{\mathbf{k}}$ постоянны. Установившийся вследствие изменений в функции распределения $f_{\mathbf{k}}$ зарядовый разбаланс тогда пропорционален времени релаксации τ_Q . В [28] показано, что вблизи T_c эта величина выражается как

$$\tau_Q = \frac{4k_B T}{\pi\Delta} \tau_E, \quad (9)$$

где τ_E — время неупругого электрон-фононного рассеяния. Коэффициент $k_B T / \Delta$ означает, что начальное или конечное состояние лежит в пределах Δ от края щели.

Затем авторы [19] переходят к исследованию нестационарный случай в τ -приближении, рассматривая релаксацию за счёт неупругого электрон-фононного рассеяния и получая выражение

$$\dot{Q} = -\frac{4k_B T}{\pi\Delta} \frac{Q}{\tau_Q} = -\frac{Q}{\tau_Q}.$$

Существование стационарного неравновесного заряда квазичастиц с плотностью Q в некоторой области сверхпроводника означает непрерывный поток квазичастиц, приносящих заряд, затем релаксирующих и переходящих в конденсат. Это условие можно записать как

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_n = -eQ/\tau_Q, \quad (10)$$

где \mathbf{j}_n — плотность тока нормальных квазичастиц. Это приближённое выражение верно только вблизи T_c , когда щель мала ($\Delta \ll k_B T_c$). При $T \approx T_c$ число квазичастиц в конденсате мало, а нормальных — велико. Поэтому перенос некоторого количества квазичастиц из конденсата в коллектив нормальных электронов приведёт к значительно более сильному изменению химического потенциала сверхпроводящих электронов $E_F - \mu_s$ по сравнению с изменением химического потенциала нормального коллектива $\mu_n - E_F$. Последним мы пренебрежём.

Это позволяет нам записать закон Ома для возбуждений:

$$\mathbf{j}_n = \sigma \mathbf{E}, \quad (11)$$

где σ — нормальная проводимость при низких температурах, обратная остаточному со- противлению ρ_{res} .

Взяв дивергенцию от обоих частей (11) и подставляя (7), получим

$$\nabla^2 Q = \frac{1}{\lambda_Q^2} Q,$$

где

$$\lambda_Q^2 = \frac{\sigma \tau_Q}{2e^2 N(0)}. \quad (12)$$

Проводимость нормального металла можно записать как (см. [39])

$$\sigma = \frac{2}{3} e^2 N(0) l v_F,$$

где l — длина свободного пробега, v_F — скорость Ферми. Поэтому (12) можно переписать как

$$\lambda_Q = \left(\frac{l v_F \tau_Q}{3} \right)^{1/2} = \sqrt{D \tau_Q},$$

где $D = l v_F / 3$ — коэффициент диффузии.

Вспоминая, что τ_Q зависит от щели (см. (9)) $\Delta \propto (1 - T/T_c)^{1/2}$, получим, что длина релаксации зарядового разбаланса расходится при $T \rightarrow T_c$:

$$\lambda_Q \propto \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-\frac{1}{4}}.$$

В числе наиболее интересных и изящных экспериментов по исследованию неравновесного состояния несомненно стоит упомянуть опыты Ю и Мерсеро [29] и Долана и Джекеля [34]. В работе [29] была впервые измерена локальная разность химических потенциалов пар и квазичастиц. Для этого вблизи NS-границы размещалась локальная проба из нормального металла, как это показано на рис. 1.3.2. Меняя местами положение нормальной и сверхпроводящей пробы, было возможно изменять знак измеряемого напряжения. Во

второй работе [34] в качестве источника квазичастиц использовался центр проскальзывания фазы — сужение на сверхпроводящей полоске. При токе выше критического на нём возникало напряжение, связанное с градиентом электрохимического потенциала пар на длине $\sim \xi(T)$ (показано на рис. 1.3.2). Однако, электрическое поле и градиент химического потенциала пар проникали на гораздо большую длину $\sim \lambda_Q(T)$. Разница химических потенциалов пар и квазичастиц измерялась локально парами нормальных (Ag) и сверхпроводящих (Pb) проб.

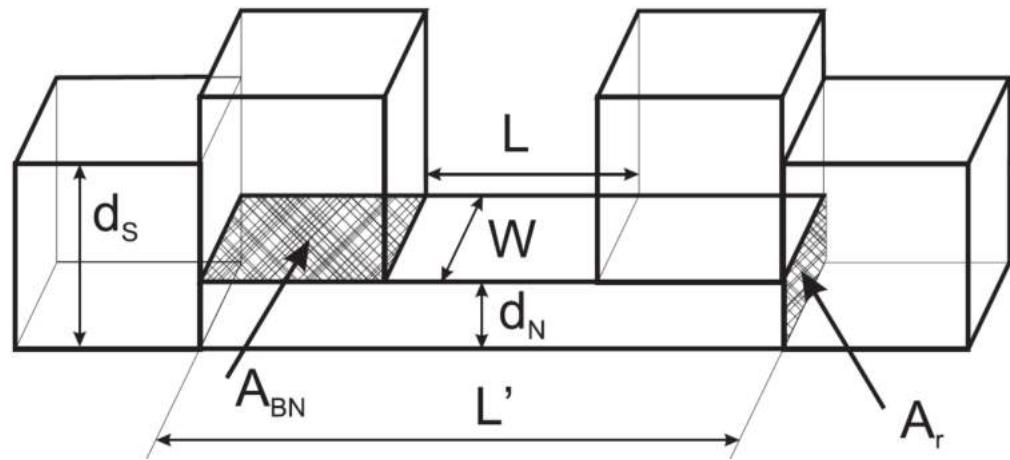


Рис. 5: Схематическое изображение SNS-мостика, изготовленного методом теневого осаждения.

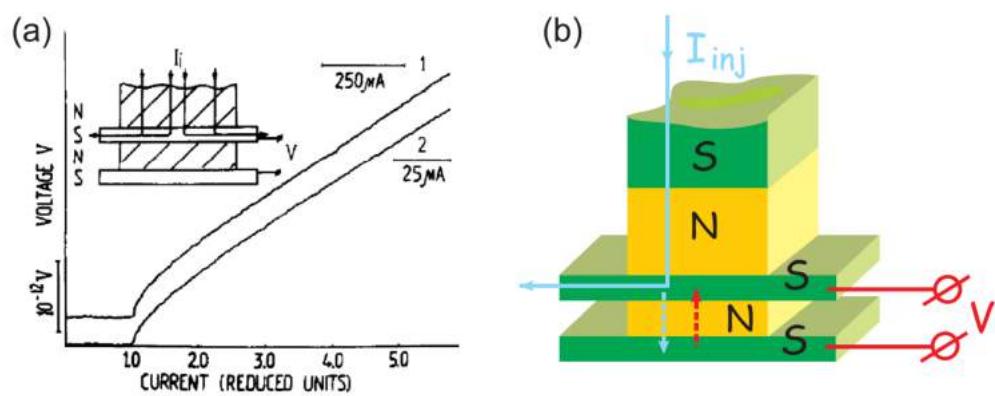


Рис. 6: Слева: локальный и нелокальный критические токи. 1 — напряжение на контакте в зависимости от инжекционного тока, 2 — обычная вольт-амперная характеристика SNS-контакта Ta-Cu-Ta при температуре $T \approx 0.990T_c$. Иллюстрация из работы [?]. Справа: схема инжекционного эксперимента на многослойном образце.

Yu & Mercereu

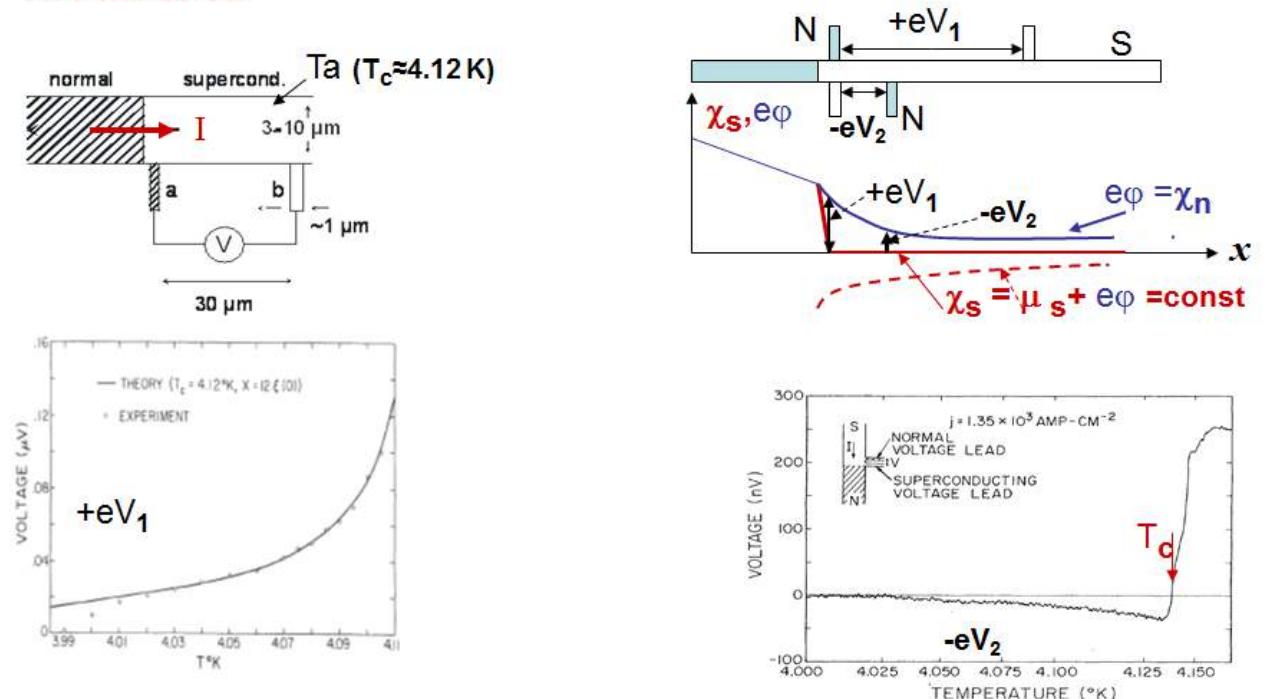


Рис. 7: Измерение разности химических потенциалов пар и квазичастиц в экспериментах Ю и Мерсеро [29]. Последовательность «подключения» нормальной и сверхпроводящей проб вблизи NS-границы определяет знак измеряемого напряжения.

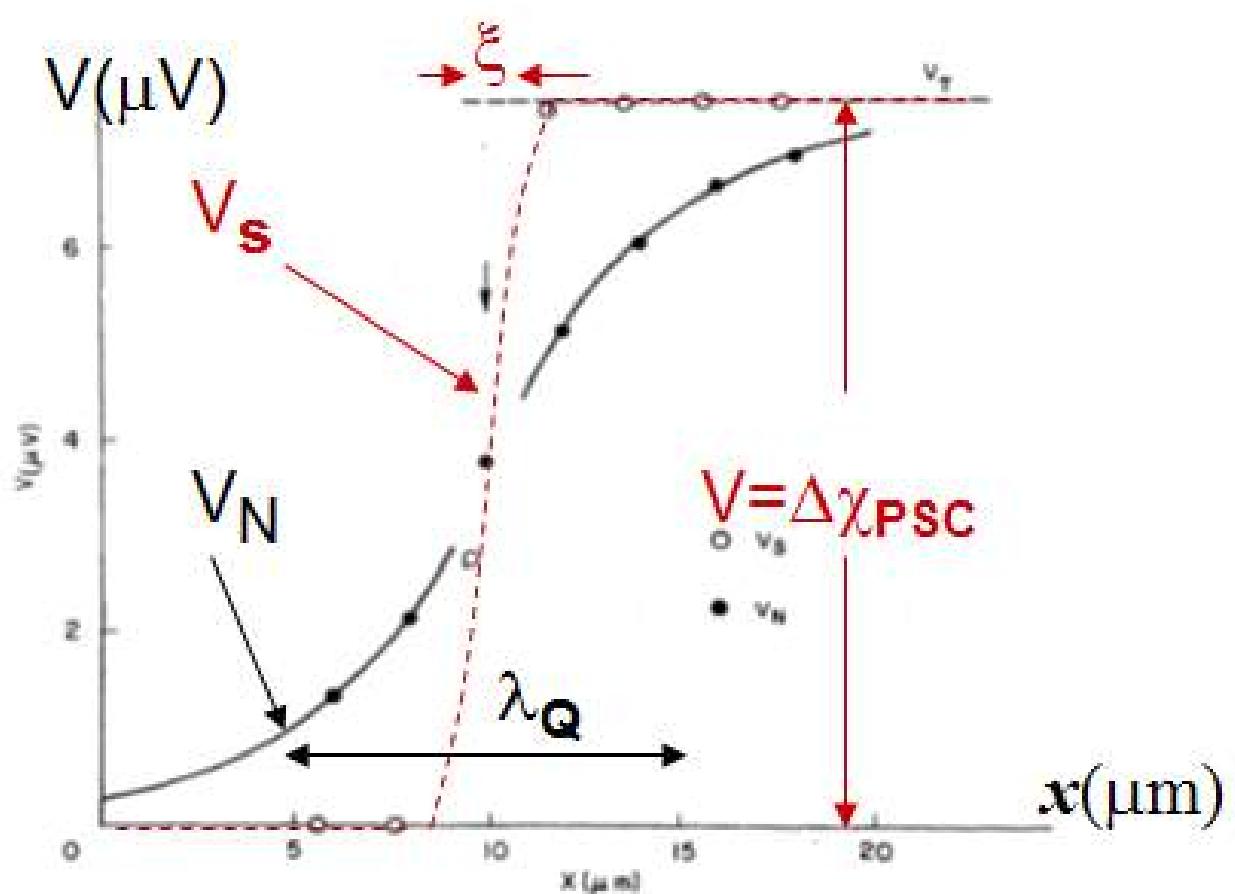
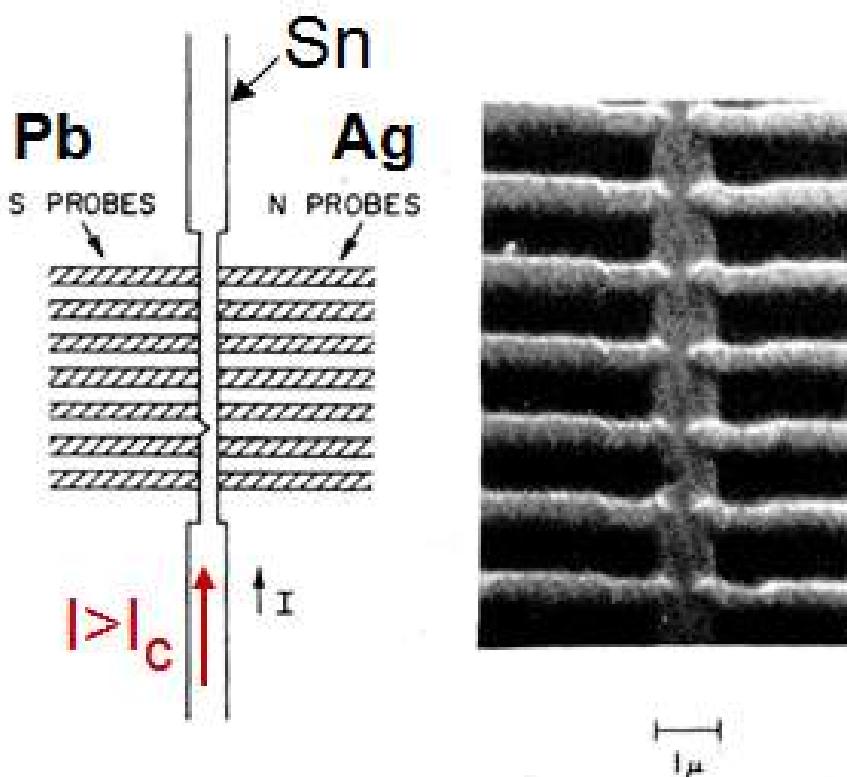


Рис. 8: Измерение разности химических потенциалов пар и квазичастиц в экспериментах Долана и Джекеля [34].

1.3.3 Модель планарного джозефсоновского SNS-контакта в случае квазича- стичной инжекции

Для описания неравновесных процессов в сверхпроводнике, в том числе конверсии квазичастичного потока в ток куперовских пар, можно использовать эквивалентную схему Кадина, Смита и Скочпола (КСС), предложенную изначально для объяснения поведения центров проскальзывания фазы [32]. Каплуненко, Рязанов и Шмидт в работе [31] упростили подход КСС для случая низкочастотных процессов и расширили его для исследования неравновесного квазичастичного потока в SNS-переходах. В работе [33] также используется эта схема, уже модифицированная на случай планарной геометрии и низкотемпературного предела. В настоящей работе подобные расчёты приводятся ниже. Квазичастичный зарядовый разбаланс Q вызывает появление электрического поля \mathbf{E} , которое возникает в областях сверхпроводника, находящихся в неравновесном состоянии. В этих областях происходит конверсия тока квазичастиц I_n в ток куперовских пар I_s :

$$\operatorname{div} \mathbf{I}_n = -\operatorname{div} \mathbf{I}_s \propto \varphi, \quad \nabla \varphi = -\mathbf{E} \quad (13)$$

Появление зарядового разбаланса влечёт за собой изменение химпотенциала сверхпроводящих квазичастиц $\delta\mu_s$, который можно измерить с помощью нормальных и сверхпроводящих электродов, расположенных в неравновесной области [29], [34]. Запишем для величин Q φ I_n выражения, описывающие их релаксацию:

$$\begin{aligned} \lambda_Q^2 \nabla^2 Q &= Q, \\ \lambda_Q^2 \nabla^2 \varphi &= \varphi, \\ \lambda_Q^2 \nabla^2 I_n &= I_n. \end{aligned} \quad (14)$$

Итак, рассмотрим одномерную двухжидкостную модель, схема которой изображена на рис. 1.3.3. В этой модели учитываются различные химические потенциалы μ_s и μ_n для сверхпроводящей и нормальной компонент, соответственно. За начало координат возьмём центр джозефсоновского контакта, ось x направлена вдоль сверхпроводящих берегов. Нормальный ток I_n течёт по резистивной линии, её потенциал соответствует электрохимическому потенциалу нормальных квазичастиц $\mu_n^{el-chem}$. Сопротивление R — это сопротивление алюминиевого берега на единицу длины, R_0 — сопротивление нормального островка из меди. Сверхпроводящий канал соответствует протеканию сверхпроводящего тока I_s . Её потенциал, в свою очередь, равен электрохимическому потенциалу куперовских пар $\mu_s^{el-chem}$. Крестом на схеме обозначен центр проскальзывания фазы. Резистивная и сверхпроводящая линии связаны с помощью элементов проводимости G , которые представляют каналы конверсии нормальных квазичастиц в сверхпроводящий конденсат. Линии в модели принимаются бесконечно длинными. В реальных структурах их длины составляли

около 10 мкм, что значительно превышает характерные длины системы, в том числе и длину λ_Q . Теперь мы можем записать уравнения Кирхгофа для рассматриваемой цепи:

$$\frac{dI_n}{dx} + G\varphi = 0, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi}{dx} + RI_n &= 0, \\ \frac{d^2I_n}{dx^2} &= GRI_n. \end{aligned} \quad (16)$$

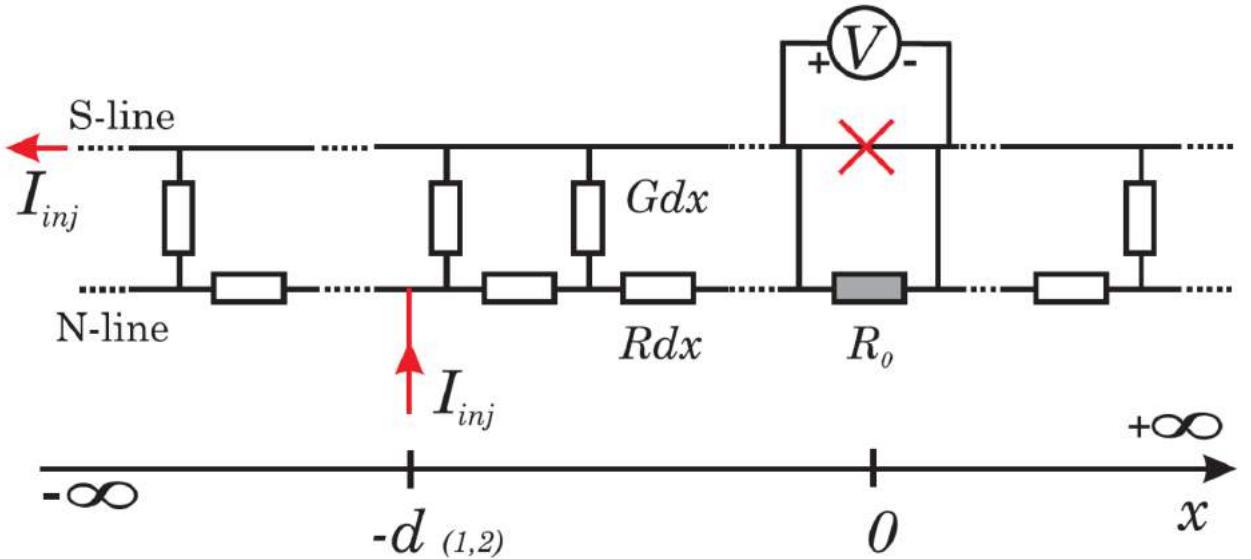


Рис. 9: Эквивалентная схема цепи, применяемая в расчётах. Крестом обозначен джозефсоновский контакт. R_0 — сопротивление полоски нормального металла, образующего слабую связь, d — расстояние от нормального инжектора до джозефсоновского контакта.

Сравнив уравнения (14) и (16), заметим, что процесс конверсии возбуждений в конденсат описывается величиной $G = 1/R\lambda_Q^2$.

Вследствие андреевского отражения на NS-границе инжектируемый ток I^{inj} разделяется на нормальную и сверхпроводящую компоненты. Введём коэффициент $\beta = I_n^{inj}/I^{inc}$, равный доле инжектированных возбуждений, несконденсировавшихся в результате андреевского отражения на NS-границе инжектора и сверхпроводящего берега.

Напишем граничные условия для уравнения (14). Точке инжекции соответствует координата $x = -d$, центру джозефсоновского перехода — $x = 0$. Во-первых, будем считать, что ток возбуждений свободно проходит через SNS-переход:

$$I_n(x = -0) = I_n(x = +0). \quad (17)$$

Во-вторых, сумма токов справа от инжектора равна нулю:

$$I_n(x = -d + 0) + I_s(x = -d + 0) = 0. \quad (18)$$

Справа от инжектора суммарный ток равен инжектированному с обратным знаком:

$$I_n(x = -d - 0) + I_s(x = -d - 0) = -I^{inj}. \quad (19)$$

Кроме того, в точке инжекции не происходит падения потенциала φ :

$$\varphi(x = -d - 0) = \varphi(x = -d + 0). \quad (20)$$

Сверхтоки слева и справа от перехода отличаются на долю $1 - \beta$ тока инжектированных возбуждений I^{inj} , которые конвертировались в куперовские пары на границе инжектора и сверхпроводника:

$$I_s(x = -d + 0) - I_s(x = -d - 0) = (1 - \beta)I^{inj}. \quad (21)$$

Последнее граничное условие описывает падение напряжения на джозефсоновском переходе V :

$$\varphi(x = +0) - \varphi(x = -0) - V + R_0 I_n(x = 0) = 0. \quad (22)$$

Разница химпотенциалов определяется падением напряжения между N- и S-линиями (см. (15)), т.е.

$$\varphi(x) = -\frac{1}{G} \frac{dI_n}{dx}$$

Теперь, решая уравнение (14) с граничными условиями (17)-(22), получим

$$\frac{\hbar \dot{\theta}}{2e\tilde{R}} + I_c \sin \theta = -\frac{R\lambda_Q \beta I^{inj} e^{-d/\lambda_Q}}{\tilde{R}}. \quad (23)$$

В этом выражении $\tilde{R} = R_0 + 2R\lambda_Q$, $V \equiv \hbar \dot{\theta}/2e$, θ — разность фаз на джозефсоновском переходе. Из него получим выражение для критического тока инжекции I_c^{inj} :

$$\frac{I_c}{I_c^{inj}} = \beta \frac{R\lambda_Q}{\tilde{R}} e^{-d/\lambda_Q}. \quad (24)$$

Поясним это уравнение. В его правой части записана доля нормальных квазичастиц, дотянувшихся до SNS-контакта. Величина эта пропорциональна доле несконденсировавшихся на NS-границе инжектора и сверхпроводника возбуждений β , экспоненциальному множителю и отношению $R\lambda_Q/\tilde{R}$. Последнее определяет, какая часть инжектированного тока потечёт направо в сторону перехода, так как правая часть имеет сопротивление $R_0 + R\lambda_Q$, большее, чем сопротивление левой части $R\lambda_Q$. Экспоненциальный множитель отвечает собственно релаксации зарядового разбаланса. В случае, если коэффициент β известен,

то величина λ_Q прямо находится из уравнения (24). Однако эта величина, характеризующая NS-границу, зависит от множества экспериментальных параметров, которые трудно определить для каждой структуры. Мы находим параметр λ_Q иначе. Перепишем выражение (24) следующим образом:

$$-\frac{d}{\lambda_Q} = -\ln I_c^{inj} + \ln \left(\frac{I_c}{\beta} \frac{\tilde{R}}{R\lambda_Q} \right). \quad (25)$$

Если считать, что для двух инжекторов, находящихся на расстояниях d_1 и d_2 , критические токи инжекции равны I_{c1}^{inj} и I_{c2}^{inj} , соответственно, а параметры β одинаковы, то длина релаксации выразится просто как

$$\lambda_Q = \frac{d_1 - d_2}{\ln I_{c1}^{inj}/I_{c2}^{inj}}. \quad (26)$$

Такой метод определения λ_Q хорош ещё и тем, что позволяет избежать работы с неизвестными параметрами, связанными с андреевским отражением на SNS-контакте [31]. Как мы ранее уже указали, описанная эквивалентная схема справедлива для температур, близких к температуре сверхпроводящего перехода. Однако, релаксация зарядового разбаланса, спадающая экспоненциально при низких температурах наблюдалась экспериментально в работе [21].

2 Техника эксперимента

2.1 Схема экспериментальной установки

Образцы исследовались с помощью транспортных измерений по стандартной 4-х точечной схеме. Измерения проводились при температурах вплоть до 0.25 К на вставке Oxford Instruments Heliox-VL. Достижение таких температур происходит по следующей схеме:

- вставка охлаждается в дьюаре с жидким Не-4 до 4.2 К;
- производится конденсация Не-3;
- включается откачка паров Не-3.

Принципиальная схема и общий вид ставки изображены на рис. 10.

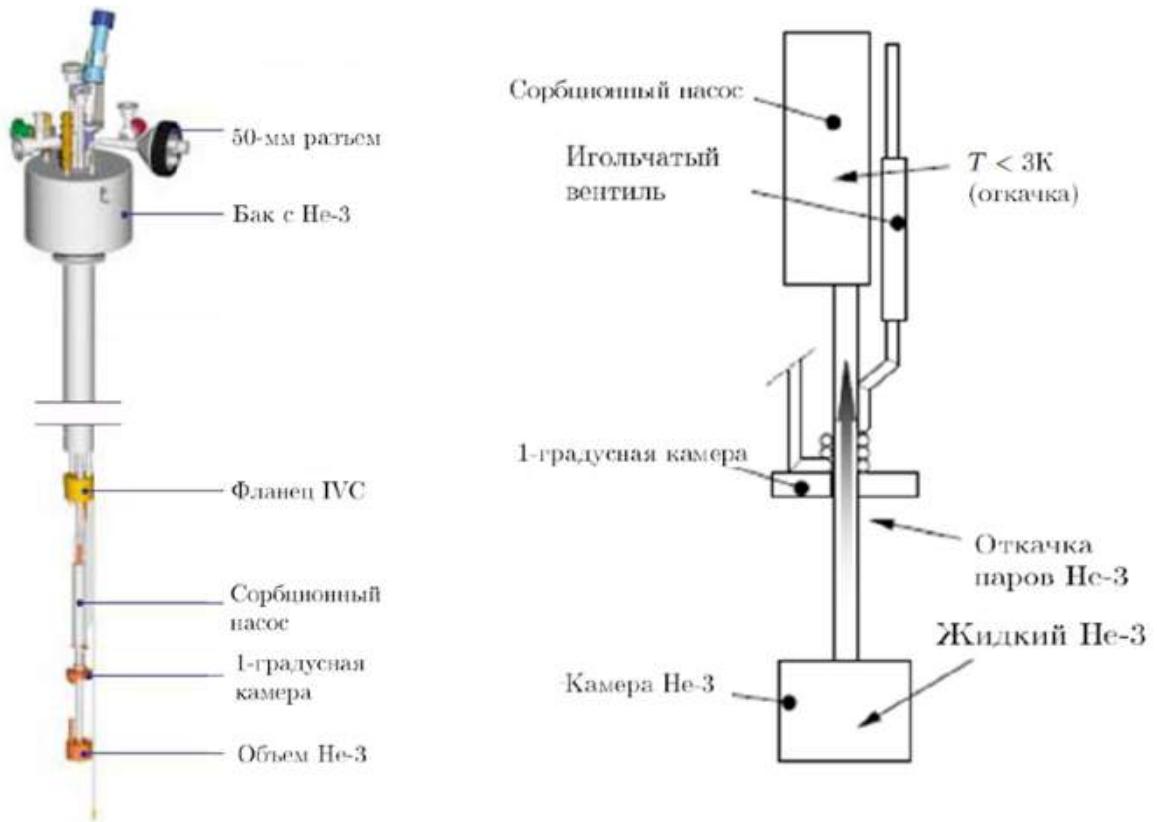


Рис. 10: Изображения и схема рефрижератора на Не-3 Oxford Instruments Heliox VL, использовавшегося для измерений в интервале температур 0.25–1.2 К.

Транспортные измерения осуществляются с помощью прецизионного источника тока Keithley 6220 и нановольтметра Keithley 2182.

Для термометрии используются следующие приборы:

- измерительная пара из прецизионного источника тока Keithley 6220 и мультиметра Keithley 2000;
- цифровой контроллер Mercury iTС, управляющий термометрами и нагревателями;
- источник тока Yokogawa GS200, применяющийся для работы с нагревателем держателя.

Управление вставкой, в т.ч. конденсация Не-3, и все измерения контролируются программами, написанных в среде LabView. Приборы подключены по GPIB-интерфейсу.

Для осуществления транспортных измерений была сконструирована коммутационный модуль (см. рис. 11), позволяющий оперативно распределять 8 приборных входов на 24 сигнальных линии. Модуль оснащён несколькими шунтами для безопасной установки образца и переключений между каналами.

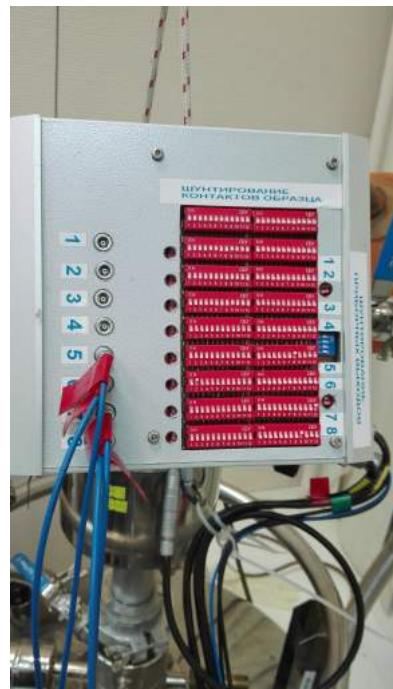


Рис. 11: Коммутационный модуль.

2.2 Конструкция держателя образца для вставки Не-3

Для проведения низкотемпературных экспериментов с малым уровнем шумов при токах вплоть доnanoампер был изготовлен специальный держатель для образца (рис. 12). Для обеспечения высокой теплопроводности в качестве материала была использована бескислородная медь. На держателе располагается специальный низкотемпературный разъём,

ответная часть которого была установлена на объёме с Не-3 ставки. Все 24 сигнальные линии имеют на держателе RC-фильтры. Фильтры выполнены в τ -конфигурации, частота среза 40 Гц подобрана для устранения наводок с частотой 50 Гц. Линии термостабилизированы с помощью термоякоря. Кроме того, для контроля температуры на держателе установлен нагреватель с сопротивлением 200 Ом, выполненный из константановой проволоки с бифилярной намоткой. Термометрия осуществляется с помощью германиевого термометра, позволяющего осуществлять контроль температуры в диапазоне от 300 К до 0.25 К: $R(300 \text{ K})=2 \text{ кОм}$, $R(0.25 \text{ K})=10 \text{ кОм}$. Держатель соединяется с объёмом Не-3 вставки с помощью медного термоякоря. Базовая температура, достижимая при использовании данного держателя, составляет 0.25 К.

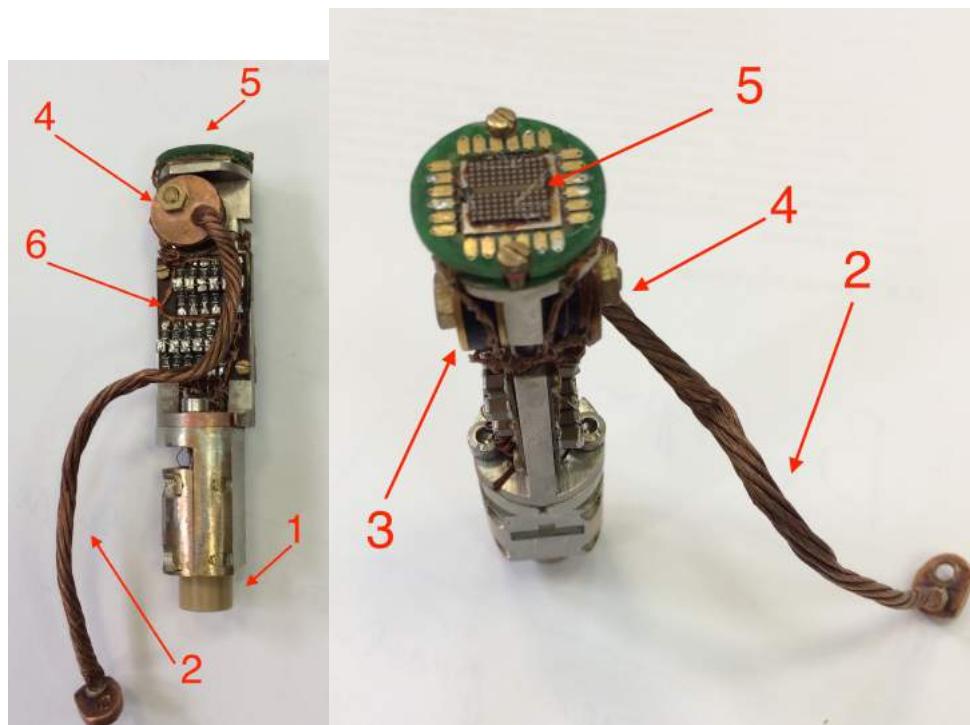


Рис. 12: Держатель образца для вставки Не-3. 1 — низкотемпературный разъём, 2 — медный термоякорь, 3 — германиевый термометр, 4 — нагреватель, 5 — установленный образец.

2.3 Изготовление S-N-S структур

До сих пор субмикронные планарные джозефоновские структуры не изготавливались в нашей лаборатории, а привозились из-за границы. Поэтому в данной дипломной работе одной из задач было изготовление таких структур с использованием технологической базы ИФТТ РАН и МФТИ.

Для изготовления субмикронных планарных SNS-структур из Al и Cu наиболее оптимальным способом представляется теневое осаждение 14. Это связано с лёгкостью осаждения таких плёнок методами электронно-лучевого напыления. Для формирования масок используется двухслойный резист PMMA и ARP с толщинами 830-850 и 120-130 нм, соответственно. Перед осаждением производилась очистка подложки ионами аргона в течение 10 секунд под углами, соответствующими положениям подложки при напылении. Осаджения производились на установке электронно-лучевого напыления Plassys MEB 550S с остаточным вакуумом $\sim 10^{-7}$ мбар. Сначала на подложку из оксидированного кремния осаждался под одним углом слой меди с целью формирования нормальной части SNS-перехода и нормальных инжекторов; а затем под другим углом осаждался слой алюминия, формировавший сверхпроводящие берега контакта и подводящие линии. Контроль толщины плёнок осуществлялся с помощью кварцевых датчиков. Дополнительный контроль толщины производился с помощью атомно-силовой микроскопии (см. рис. 13).

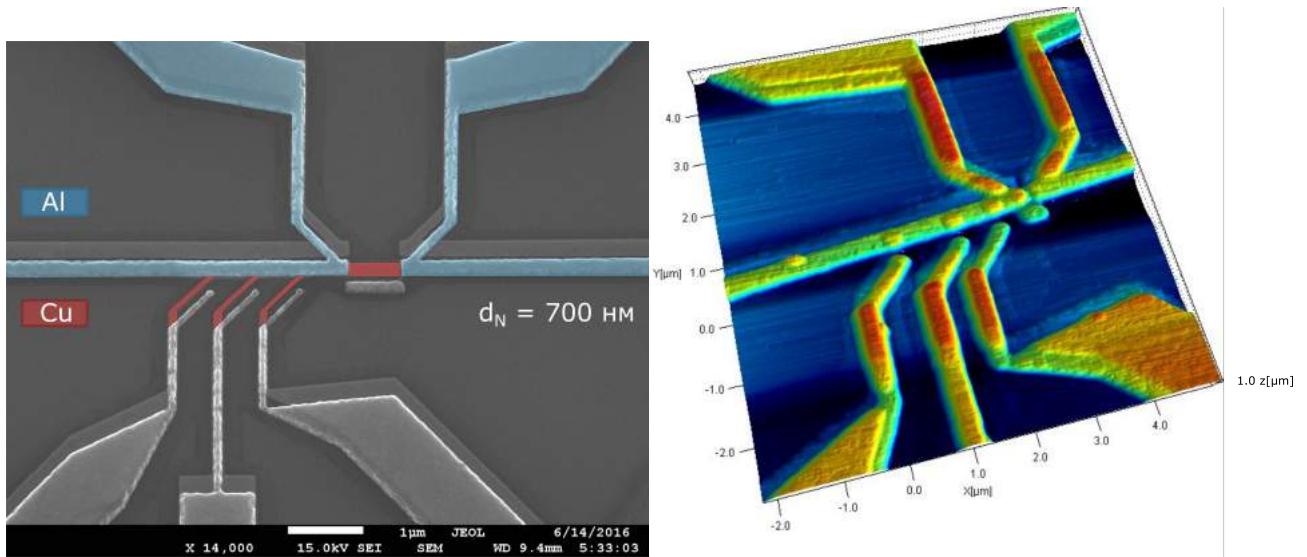


Рис. 13: Слева: СЭМ-фотография готовой структуры. Длина нормальной части ок. 700 нм. Синим цветом обозначены алюминиевые берега и потенциальные контакты, красным — нормальная часть и медные инжекторы. Справа: АСМ-изображение аналогичной структуры.

Двухслойные маски для создания мультитерминальных структур методом теневого осаждения должны удовлетворять следующим требованиям: контролируемая ширина на-

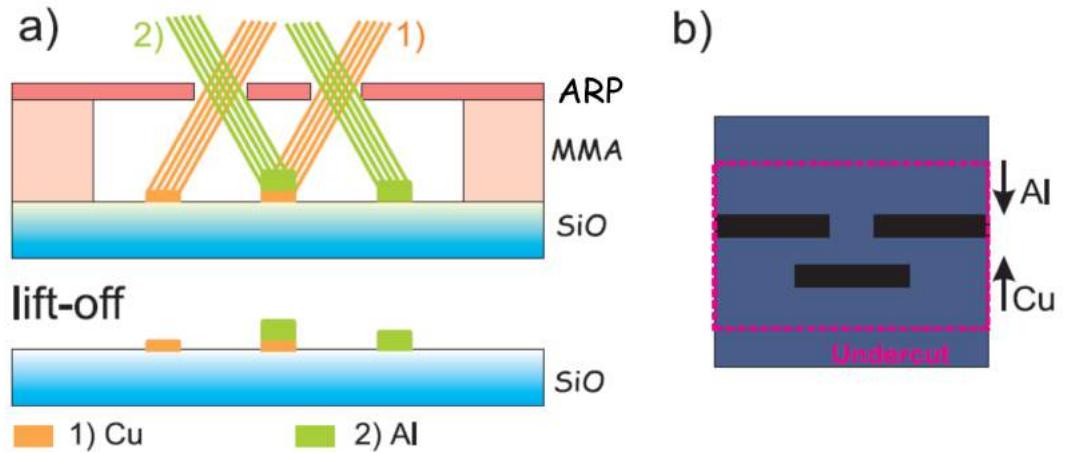


Рис. 14: Схематическое изображение процесса теневого напыления.

хлёста сверхпроводящего берега на нормальный островок в SNS-контакте; создание сверхпроводящих потенциальных контактов на расстоянии порядка $\xi_S \approx 200$ нм от SN-границ контакта; возможность создания нескольких инжекторов из нормального металла с контролируемой шириной перекрытия нормального и сверхпроводящего слоёв. Нормальные инжекторы из меди отстояли на расстоянии 0.6 или 0.8 мкм от S-N-S контакта, шаг между ними также был равен 0.6 или 0.8 мкм.

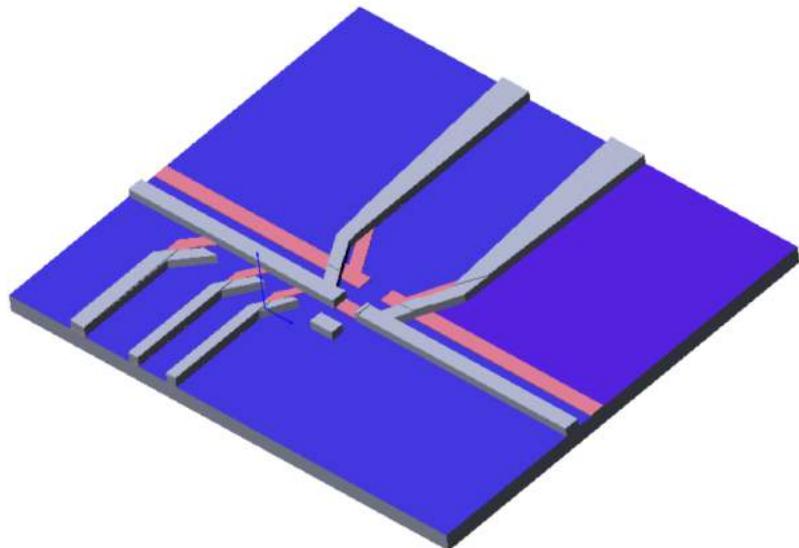


Рис. 15: Трёхмерная модель готовой структуры. Серым цветом показана алюминиевая тень, красным — медная.

При изготовлении структур широко использовалась техника мультилицирования. В частности, использовались заранее подготовленные подложки из оксида кремния, на которых были напылены контакты для бондирования образца. Золотые контакты толщиной 100 нм изготавливались с помощью установки лазерной литографии Heidelberg Instruments MLA100 и последующего магнетронного напыления на установке MagSput-Dc-RF. Затем

при создании теневой маски методом электронной литографии производилось совмещение с контактами на подложке. Техника мультилиплицирования позволяла создавать на каждой подложке матрицу наноструктур размером 10×11 (см. рис. 16).

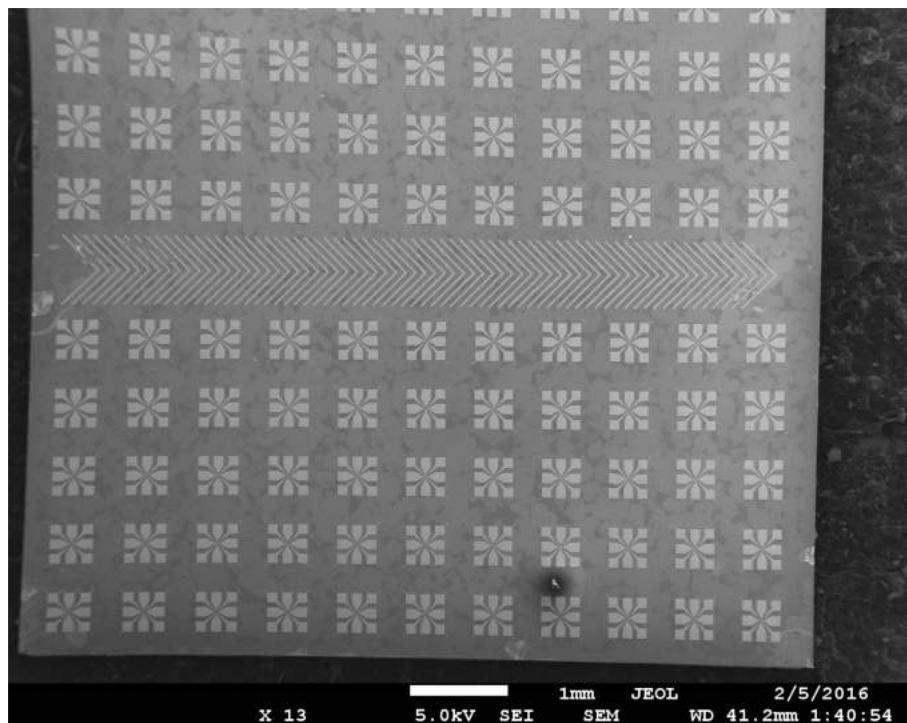


Рис. 16: СЭМ-фотография чипа с готовыми структурами.

Также для создания SNS-структур на основе Nb-Au (рис. 17) была использована технология послойного изготовления образцов. Выбор этой технологии обусловлен, прежде всего, тем, что наилучшее качество ниобиевых плёнок достигается при магнетронном напылении. Магнетронное напыление, в отличие от термического или электронно-лучевого, является диффузным, что не позволяет использовать технику теневого осаждения. В качестве нормального металла выбрано золото, потому что оно не окисляется при разрыве вакуумного цикла, неизбежного при послойном напылении.

Процесс послойного напыления выглядит следующим образом:

- создание однослоиной маски методом электронной литографии;
- напыление подслоя хрома для лучшей адгезии золота и подложки;
- термическое напыление золотых электродов;
- взрыв маски;
- создание маски для ниобиевых электродов;
- аргонная предочистка (30 с, 100 Вт, 500 В, $1.2 \cdot 10^{-2}$ мбар);
- магнетронное напыление ниobia.

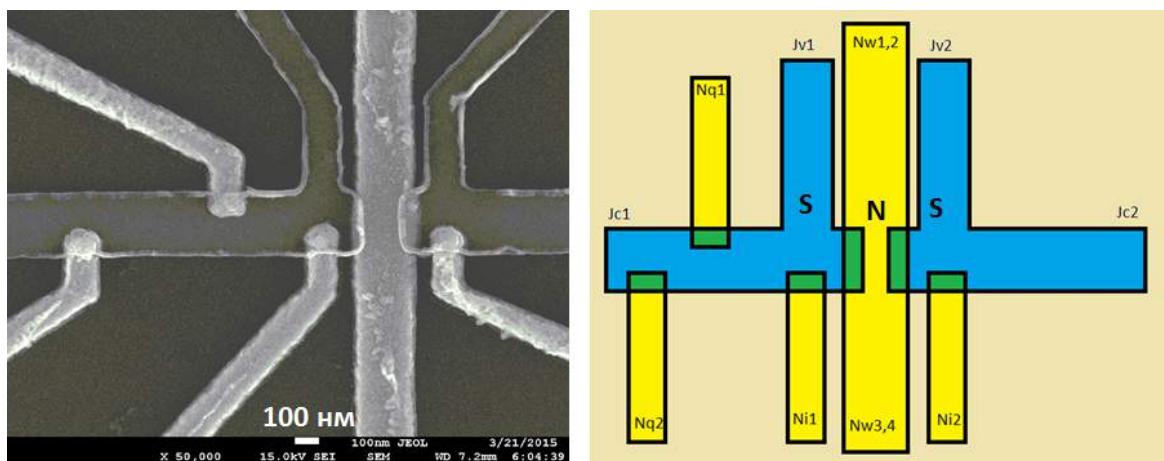


Рис. 17: Слева: СЭМ-фотография структуры на основе Nb-Au. Справа: схематическое изображение. Синим цветом обозначены ниобиевые электроды, жёлтым — золотые.

3 Результаты

3.1 Подготовительные измерения

Были проведены исследования тонких плёнок из алюминия (толщиной 100 нм), меди (30 нм) и ниобия (100 нм). В результате были непосредственно измерены величины ρ_s , ρ_n , T_c и Δ . Другие параметры были оценены по следующим формулам: $l_e = mv_f/(ne^2\rho)$, $D = v_f l_e / 3$, $\xi_s = \sqrt{\hbar D_s / (2\pi k_B T_c)}$, $\xi_n = \sqrt{\hbar D_n / (2\pi k_B T)}$, где m , e — масса и заряд электрона, v_f — скорость Ферми, n — концентрация электронов. Все найденные величины приведены в таблицах ниже.

Алюминий

Обозначение	Величина	Описание, источник
ρ_s	1.3 мкОм·см	удельное сопротивление ($T = 1.3\text{K}$)
ξ_s	130 нм	длина когерентности
T_c	1.2 К	температура сверхпроводящего перехода
Δ	180 мкэВ	сверхпроводящая щель ($T = 0.3\text{K}$)
l_e	20 нм	длина свободного пробега ($T = 1.3\text{K}$)
D_s	153 см ² /с	коэффициент диффузии ($T = 1.3\text{K}$)
λ_Q	$\approx 4\text{мкм}$	длина зарядового разбаланса ($T = 0.5\text{K}$)

Медь

Обозначение	Величина	Описание, источник
ρ_n	4.5 мкОм·см	удельное сопротивление ($T = 1.3\text{K}$)
ξ_n	90 нм	длина затухания параметра порядка
l_e	15 нм	длина свободного пробега ($T = 1.3\text{K}$)
D_n	80 см ² /с	коэффициент диффузии ($T = 1.3\text{K}$)

Ниобий

Обозначение	Величина	Описание, источник
ρ_s	11.6 мкОм·см	удельное сопротивление ($T = 1.3\text{K}$)
ξ_s	9 нм	длина когерентности
T_c	8.8 К	температура сверхпроводящего перехода
Δ	1.6 мэВ	сверхпроводящая щель ($T = 0.3\text{K}$)
l_e	2.2 нм	длина свободного пробега ($T = 1.3\text{K}$)
D_s	16.8 см ² /с	коэффициент диффузии ($T = 1.3\text{K}$)
λ_Q	$\approx 0.3\text{мкм}$	длина зарядового разбаланса ($T = 4.2\text{K}$)

3.2 Экспериментальное исследование SNS–структур Al-Cu-Al

В ходе выполнения дипломной работы было изготовлено 4 серии структур с разными параметрами (см. табл. 3.2). В первой серии была отработана технология изготовления планарных SNS–контактов Al-Cu-Al с длинами нормальной связи от 70 до 240 нм и толщиной 30 нм. Одна из структур изображена на рис. 3.2. Толщина алюминия составляла 100 нм. Для этой серии были проведены исследования вольт-амперных характеристик и их динамика с изменением температуры в диапазоне от 0.3 до 1.2 К. Определена критическая плотность тока j_c^{Cu} для переходов с разной длиной нормальной части L_N . Для всех наблюдаемых вольт-амперных характеристик для образцов первой серии характерен значительный гистерезис. В области температур выше 0.8 К на вольт-амперных характеристиках были обнаружены срывы, по всей видимости, происходящие в момент перехода в нормальное состояние берегов контакта. Рассмотрим их, двигаясь от меньших токов к большим. Первое резкое возрастание напряжения, соответствующее току I_{c1} , — это «переключение» нормальной части джозефсоновского перехода. Второе (I_{c2}) — это двухслойный участок берега с меньшим нахлестом сверхпроводника на нормальный металл и третий (I_{c3}) — двухслойный участок берега с большим нахлестом. Общее поведение критических токов и токов переключения в зависимости от температуры также показано на рис. (3.2). Излом на кривой I_{c1} при 0.8 К связан с переходом берегов джозефсоновского контакта в нормальное состояние. Это проявляется во включении дополнительного канала сверхпроводящих носителей через горизонтальную SN–границу джозефсоновского контакта. В ходе исследований было замечено, что медные электроды подвержены сильному окислению на воздухе, так что за несколько часов пребывания подложек вне вакуума медные инжекторы приходили в негодность. Для их консервации поверх структуры был напылён слой Al_2O_3 толщиной 40 нм. Однако это не оказалось значительного влияния на скорость деградации медных частей структуры. Поэтому впоследствии попыток защитить структуру от окисления не предпринималось. Следует отметить, что области нормального металла, располагавшиеся на некотором расстоянии ($\sim 100\text{--}150$ нм) от алюминиевых электродов, а также находившиеся в непосредственном металлическом контакте с ними, не были подвержены окислению. Это явление обеспечивает работоспособность SNS–контактов даже тогда, когда медные инжекторы уже окислены.

№ серии	d_{Al} , нм	d_{Cu} , нм	L_N , нм	j_c , мкА/см ²	инжекторы
1	100	30	50–250	$\lesssim 2 \cdot 10^6$ А/см ²	нет
2	100	30	50–250	$\lesssim 2 \cdot 10^6$ А/см ²	есть
3	150	30	50–250	$\lesssim 2 \cdot 10^6$ А/см ²	есть
4	250	30	300–750	$\gtrsim 1.4 \cdot 10^5$ А/см ²	есть

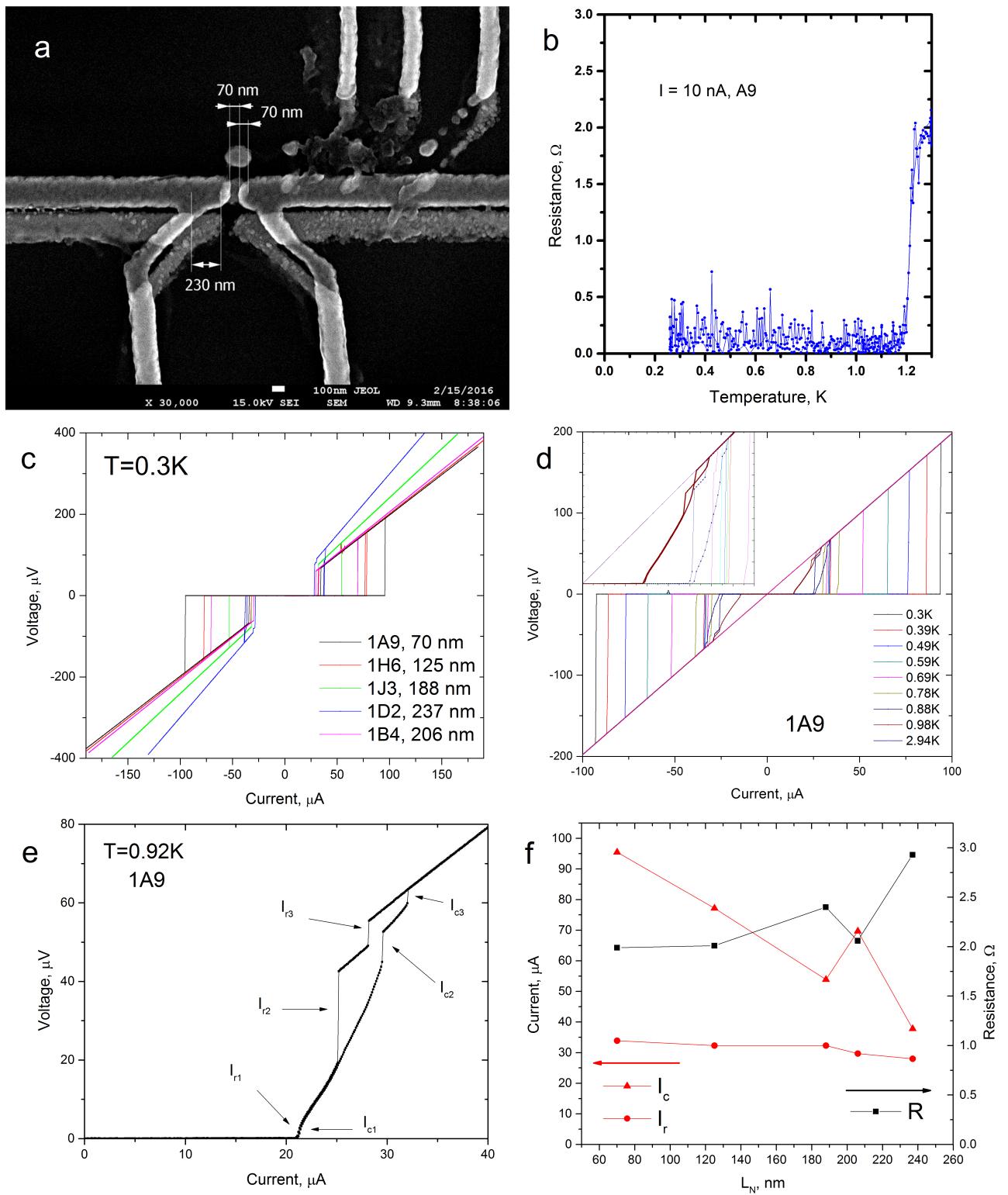


Рис. 18: (а) СЭМ–изображение образца 1A9, $L_N = 70$ нм. (б) температурная зависимость сопротивления SNS–контакта. (с) Вольт–амперные характеристики для образцов с разными длинами нормальной части L_N . (д) Температурная зависимость вольт–амперных характеристик. (е) Характерные особенности в поведении вольт–амперных характеристик. (ф) Критические токи I_c , токи возврата I_r и нормальные сопротивления R образцов с разной длиной L_N . Нормальное сопротивление вычислено по асимптотическому поведению вольт–амперных характеристик выше I_c .

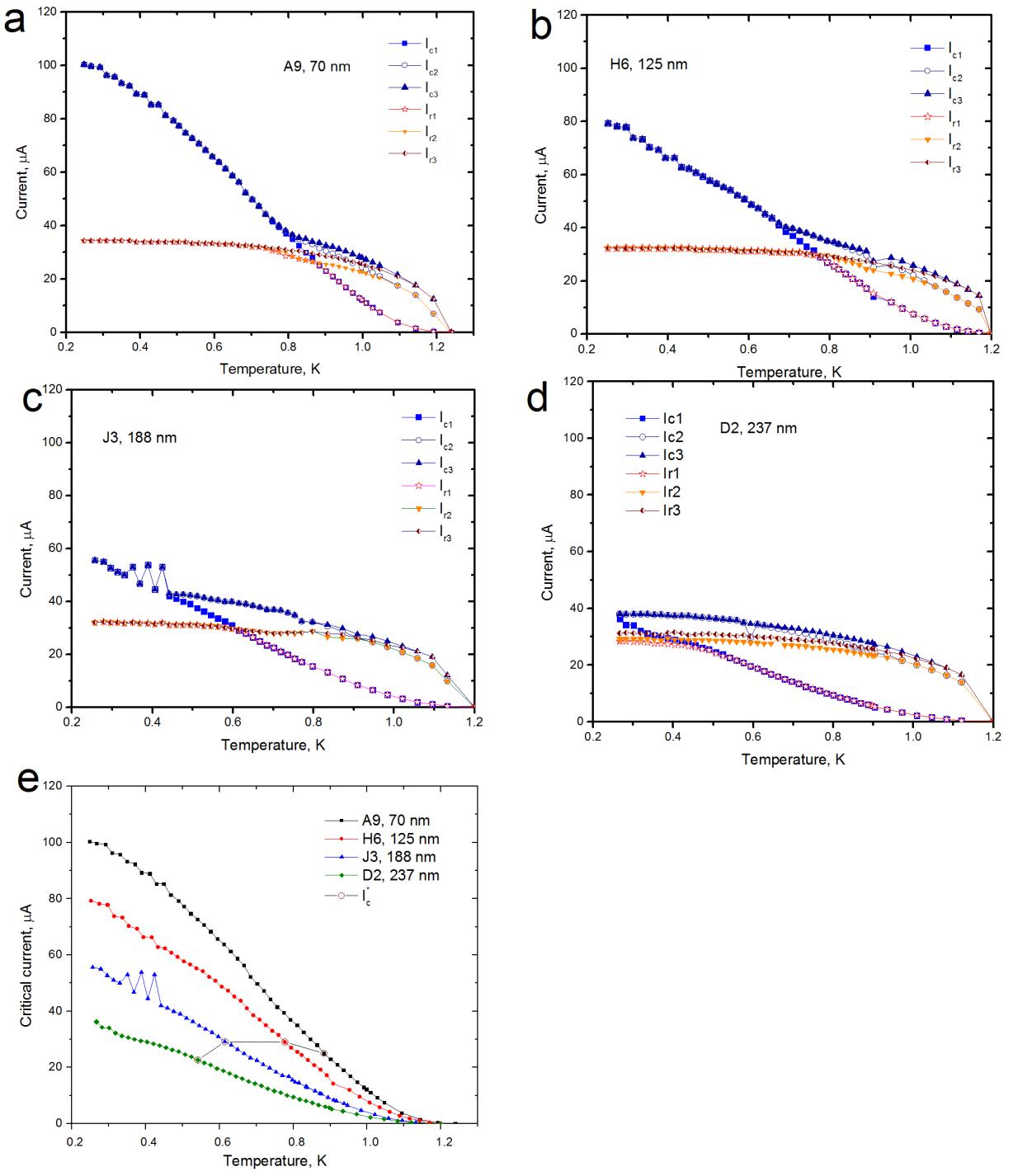


Рис. 19: Температурные зависимости критических токов и токов переключения для следующих структур: (а) 1A9; (б) 1H6; (в) 1J3; (г) 1D2; (е) Сводный график критических токов SNS-контакта I_{c1} . Обведены значения тока, при которых в семействе кривых I_{cn} наблюдается характерный излом.

Во второй серии были изготовлены аналогичные первой серии структуры с электродами из нормального металла (меди) для инжекции квазичастиц в один из берегов SNS-контакта. Минимальное расстояние от контактов до области перехода равнялось 200 нм, максимальное — 2.3 мкм. Для этих структур были выполнены измерения вольт-амперных характеристик по локальной и нелокальной схеме (см. рис. 3.2). Такие величины, как плотность критического тока и нормальные сопротивления не отличались от параметров первой серии. Общий вид локальных вольт-амперных характеристик SNS-переходов второй серии тоже не изменился по сравнению со структурами первой серии. Однако, наблюдаемое поведение кривых по нелокальной схеме не совпало с ожидаемым. В статье [33] показано, что напряжение, измеренное по нелокальной схеме, имеет обратный знак, по сравнению с локальной схемой. Кроме того, не было обнаружено экспоненциального роста критических токов инжекторов I_c^{inj} с расстоянием от перехода. Такое поведение можно объяснить переходом областей сверхпроводника над SN-границей сверхпроводник-инжектор в нормальное состояние. Толщина сверхпроводящего берега над инжектором составляла $d_s = 100$ нм $< \xi_s$, а ширина — $w_s = 170$ нм $\gtrsim \xi_s$. Таким образом, нормальная область «перекрывала» всё сечение алюминиевого берега, что подавляло транспорт сверхпроводящих носителей через SNS-переход. Сверхпроводящие контакты в данном случае измеряли разность химпотенциалов куперовских пар μ_s вблизи нормальной области и вдали от неё подобно эксперименту Долана и Джекеля [34]. С ростом тока нормальная область расширялась и при достижении определённой величины оба сверхпроводящих контакта начинали «чувствовать» хим势ential сверхпроводящих частиц в нормальной области, что объясняет нулевые асимптотики на нелокальных вольт-амперных характеристиках.

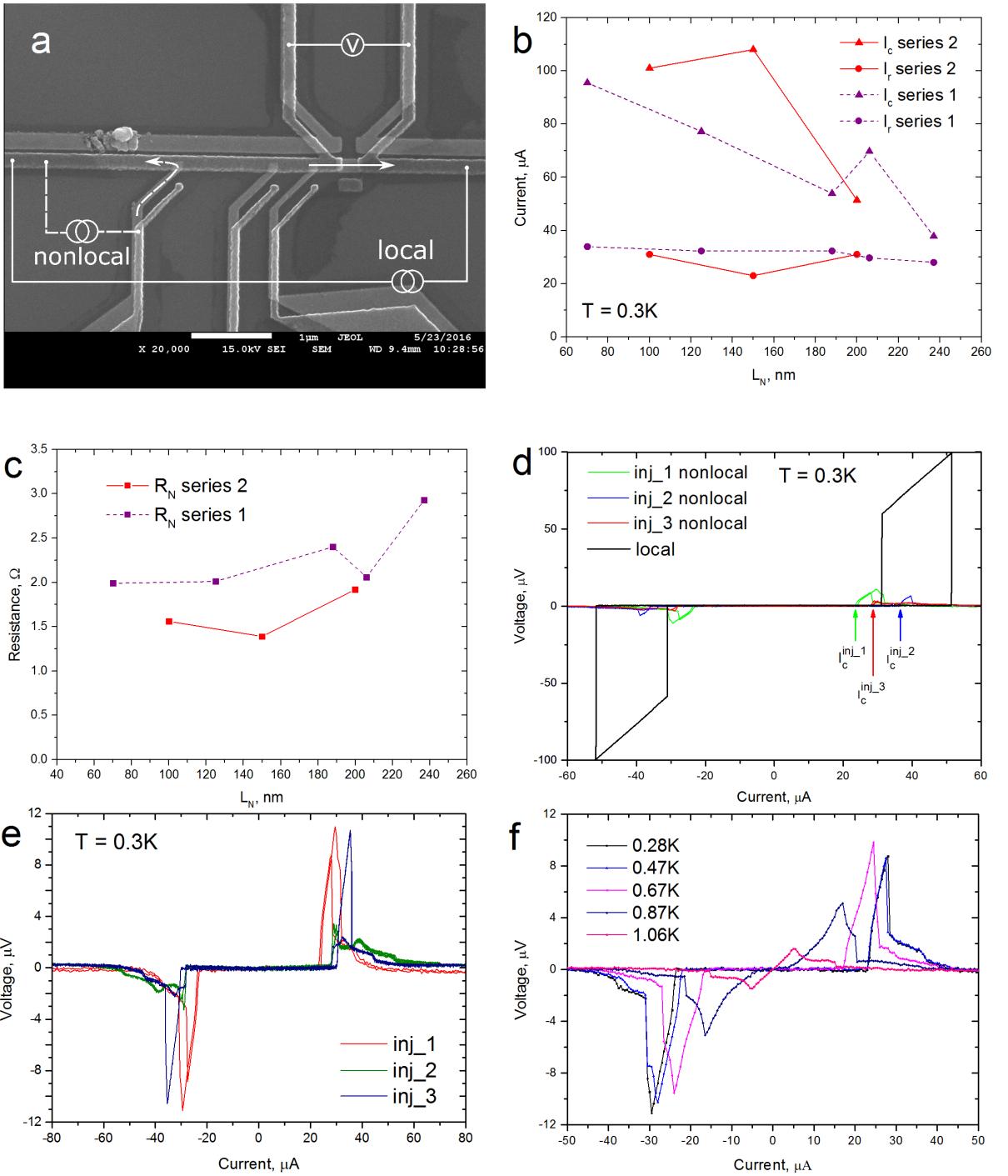


Рис. 20: (а) СЭМ–изображение образца 2F9 ($L_N = 200$ нм) и схема измерений. Критические токи I_c , токи возврата I_r (б) и нормальные сопротивления R (с) образцов с разной длиной L_N представлены для двух серий структур. Нормальное сопротивление вычислено по асимптотическому поведению вольт-амперных характеристик выше I_c . Температурная зависимость сопротивления SNS–контакта. (д) Вольт-амперные характеристики в локальной и нелокальной схемах, образец 2F9. (е) Вольт-амперные характеристики в нелокальной схеме, образец 2F9. (ж) Температурная зависимость вольт-амперных характеристик, снятых по нелокальной схеме для ближайшего к SNS–контакту инжектора, образец 2F9.

В третьей серии образцов была увеличена толщина алюминиевых электродов до 150 нм, длины нормальной части L_N не изменились по сравнению с предыдущими сериями. Вольт-амперные характеристики в локальной и нелокальной схемах изображены на рис. 3.2. Из последнего можно видеть, что увеличение толщины сверхпроводника до $d_s = 150$ нм $\approx \xi_s$ качественно не изменило поведение областей вблизи SN-границы сверхпроводник-инжектор. Был изучен переход этих областей в нормальное состояние по схемам, представленным на рис. 3.2. Вольт-амперные характеристики, представленные там же, демонстрируют появление напряжения при токах 30 мА. Это свидетельствует о появлении нормальной области, что доказывает выдвинутое выше предположение о характере поведения нелокальных вольт-амперных характеристик, на которых критические токи инжекторов тоже имеют величину 30 мА.

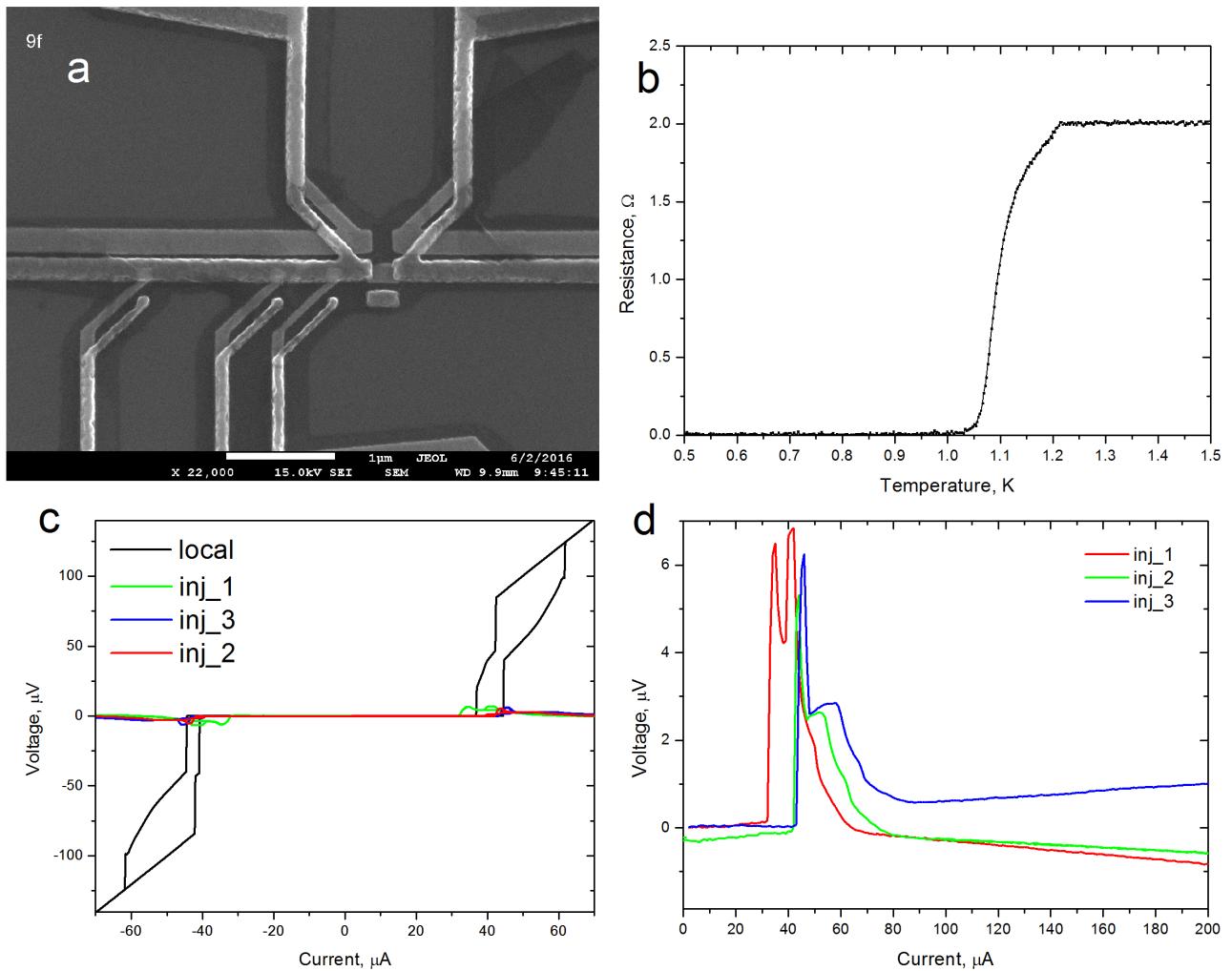


Рис. 21: СЭМ-изображение образца 3F9 ($L_N = 200$ нм); (b) Сопротивление SNS-контакта как функция температуры; (c) вольт-амперные характеристики по локальной и нелокальной схеме ($T = 0.3\text{ K}$); (d) вольт-амперные характеристики в нелокальной схеме ($T = 0.3\text{ K}$);

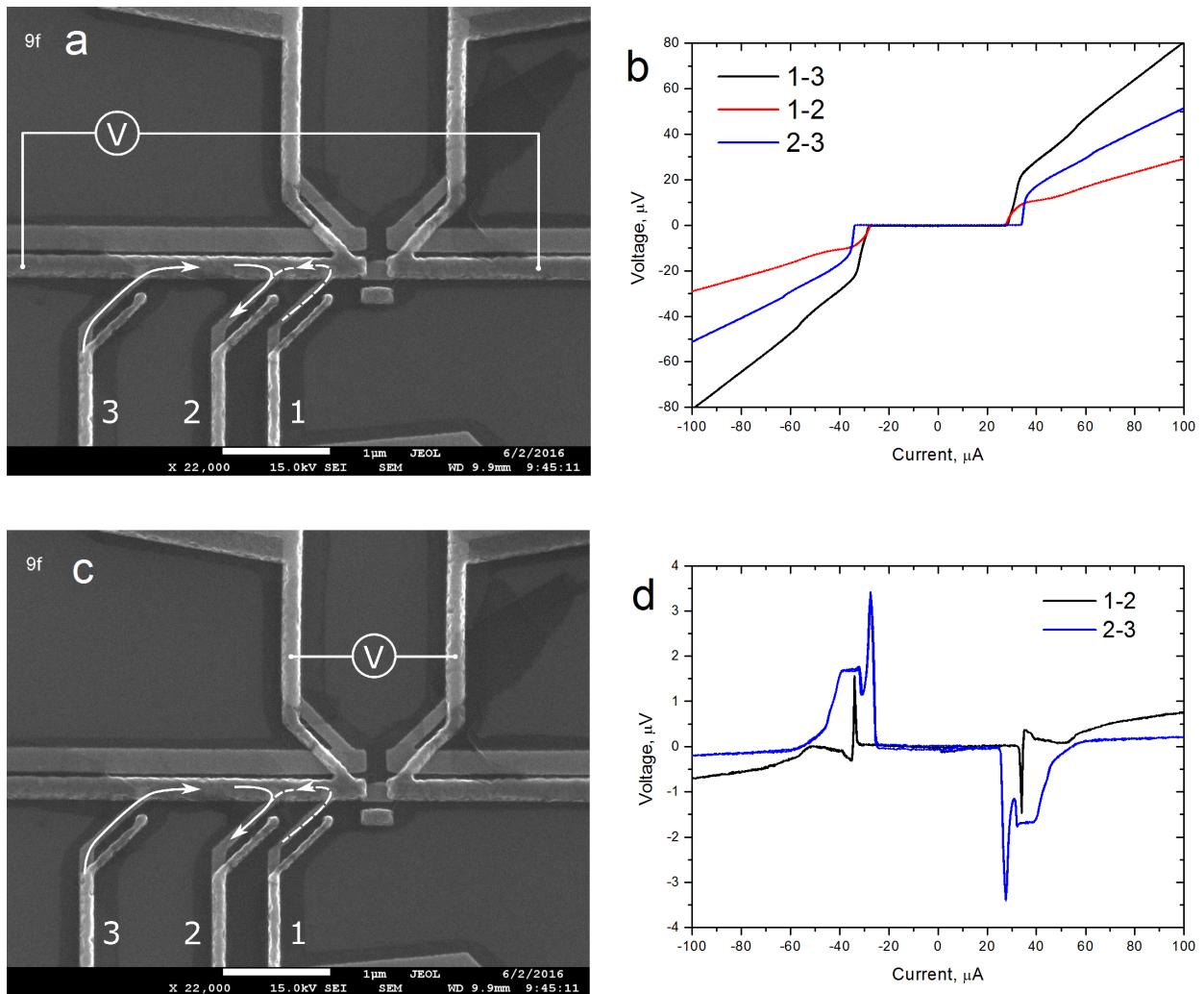


Рис. 22: Исследование влияния инжекторов на значение критического тока алюминиевой шины. (а), (с) СЭМ-изображение образца 3F9 и схема измерений; (б), (д) соответствующие вольт-амперные характеристики ($T = 0.3 K$).

В четвёртой серии толщина алюминия была увеличена до 250 нм с целью сохранить канал для сверхпроводящих носителей в случае перехода области инжекторов в нормальное состояние. Длина нормальной части варьировалась от 300 нм до 700 нм. Кроме того, инжекторы были отодвинуты на 600–800 нм от SNS–перехода. Одна из структур серии изображена на рис. 3.2. Вид вольт-амперных характеристик структур данной серии значительно отличается от таких зависимостей для других серий образцов. В частности, критические токи для образцов с длиной нормальной связи $L_n \approx 700$ нм составляют ок. 7 мА; вольт-амперная характеристика имеет малый гистерезис. Также наблюдается большое число подщелевых особенностей, связанных, в том числе с явлением многократного андреевского отражения. Увеличение длины SNS–перехода L_N понизило критический ток I_c , что позволило наблюдать экспоненциально большие нелокальные критики инжекторов I_c^{inj} . Эти критики, имевшие величину 20–25 мА были меньше токов, переводящих сверхпроводящие области вблизи инжекторов в нормальное состояние. Это позволило наблюдать ряд нелокальных эффектов, в том числе эффект «охлаждения» потока неравновесных квазичастиц током куперовских пар (см. ниже). Образец 4Н11 был изучен на предмет температурных зависимостей вольт-амперных характеристик в локальной и нелокальной схемах. Из зависимостей нелокальных критических токов инжекторов была получена температурная зависимость для длины релаксации зарядового разбаланса λ_Q . Её вычисления производились по формуле

$$\lambda_Q = \frac{d_1 - d_2}{\ln(I_{c1}^{inj}/I_{c2}^{inj})}.$$

В нашем случае расстояние между инжекторами равнялось 600 нм, что в итоге дало $\lambda_Q \approx 4$ мкм, что согласуется с полученными ранее результатами [33]. Монотонное убывание λ_Q можно объяснить следующим образом. В диффузном случае $\lambda_Q = \sqrt{D\tau_Q}$, где время электрон-фононного рассеяния $\tau_Q \propto \tau_\varepsilon \frac{k_B T}{\Delta(T)}$. При низких температурах $\tau_\varepsilon \propto T^{-3}$ при $\varepsilon < T$ [37]. Эта зависимость «сильнее», чем уменьшение сверхпроводящей щели $\Delta \propto \sqrt{1 - T/T_c}$, поэтому она и определяет слабое падение λ_Q в рассматриваемом диапазоне температур. При дальнейшем росте температуры влияние основных факторов, таких как температурные зависимости щели $\Delta(T)$, коэффициента диффузии в сверхпроводнике D_s и времени τ_ε , может изменяться и зависимость $\lambda_Q(T)$ будет другой.

На рис. 3.2 приведены графики вольт-амперных характеристик в локальной и нелокальной схемах. Можно заметить, что в локальном случае происходит резкий срыв графика на токе I_c . Это можно объяснить резким разогревом электронной подсистемы джозефсоновского контакта, происходящим в момент перехода в контакта в нормальное состояние. При измерениях по нелокальной схеме срывов не происходит. Это может объясняться тем, что поток неравновесных квазичастиц «охлаждается» равным по величине встречным потоком куперовских пар. Подобный нелокальный эффект, который изменяет характер поведения джозефсоновских контактов, может представлять интерес для созда-

ния приборов сверхпроводящей электроники.

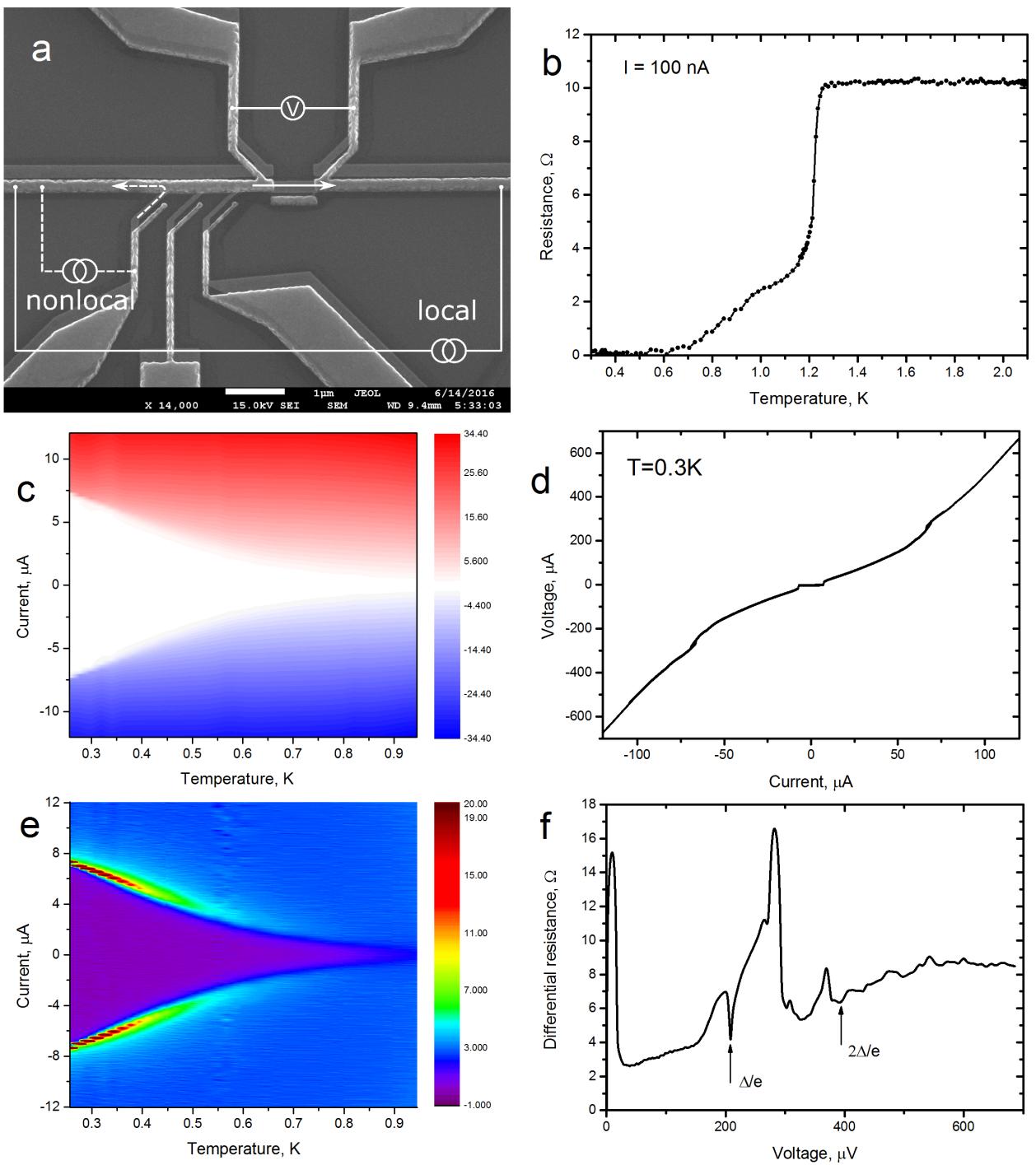


Рис. 23: СЭМ–изображение образца 4H11 ($L_N = 700 \text{ нм}$) и схемы измерений; (b) Сопротивление SNS–контакта как функция температуры; (c), (d) вольт–амперные характеристики по локальной схеме; (e), дифференциальное сопротивление dV/dI как функция тока и температуры, локальная схема; (f) спектр дифференциального сопротивления SNS–контакта при $T = 0.3 \text{ K}$.

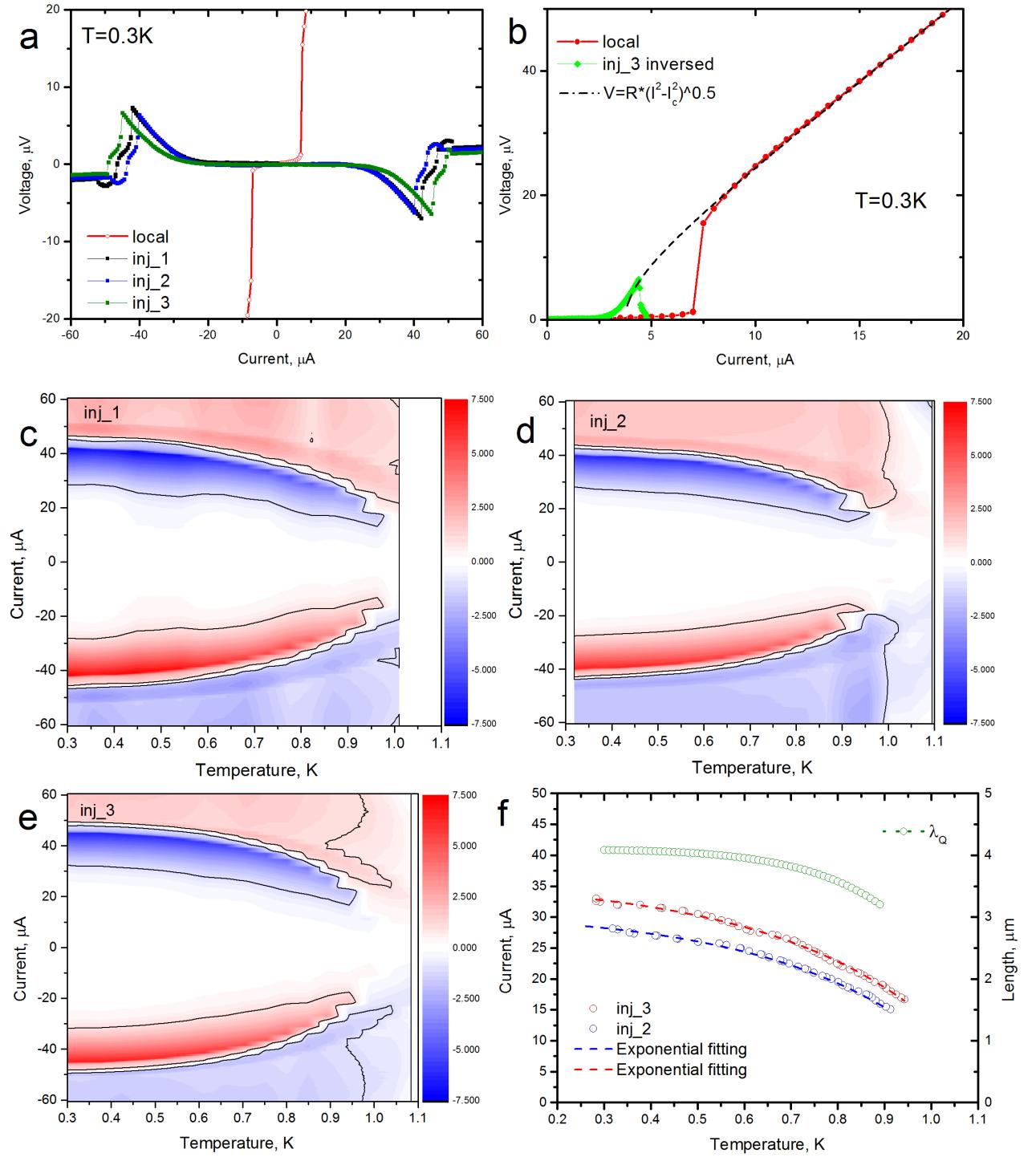


Рис. 24: (а) Вольт-амперные характеристики по локальной и нелокальной схеме при $T = 0.3\text{ K}$; (б) приведённый график локальной (красная кривая) и нелокальной (зеленая) вольт-амперных характеристик, демонстрирующий гистерезисное поведение. Пунктиром показана расчётная кривая, соответствующая поведению безгистерезисного контакта. При этом график нелокальной ВАХ инвертирован и «сжат» в 10 раз по оси тока для наглядного сравнения; (с)–(е) температурные зависимости вольт-амперных характеристик при нелокальном подключении. Сплошной линией показано сечение $V = \pm 1\text{ мкВ}$. (ф) Профили сечений нелокальных ВАХ для инжекторов 2 и 3 (красные и синие точки, соответственно). Пунктиром показаны фитирующие графики, используемые для расчётов температурной зависимости длины релаксации λ_Q (зелёная пунктирная линия).

3.2.1 Экспериментальное исследование SNS–структур Nb-Au-Nb

Кроме SNS–переходов на основе алюминия и меди, была изготовлена и изучена структура с джозефсоновским контактом Nb-Au-Nb. В этой схеме джозефсоновский SNS–переход использовался как инжектор заряда Q неравновесных квазичастиц. В качестве детектора зарядового разбаланса использовались расположенные напротив друг друга сверхпроводящая (J_{v1}) и нормальная ($Ni1$) пробы, измеряющие разность химических потенциалов нормальной (μ_N) и сверхпроводящей (μ_S) электронных компонент в сверхпроводнике. Напряжение, возникающее между этими S и N контактами и определяемое разностью химических потенциалов ($\mu_N - \mu_S$), непосредственно связано с разбалансом заряда $Q = 2N(0)(\mu_N - \mu_s)$, где $N(0)$ – плотность состояний электронов на уровне Ферми. Заряд Q релаксирует в сверхпроводнике на характерной длине λ_Q . Градиент ∇Q определяет проникновение в сверхпроводник продольного электрического поля $E = -\nabla Q/[2eN(0)]$ и возникновение дополнительного к сопротивлению N-барьера сопротивления SNS–перехода. На рис. 3.2.1 показаны две серии кривых для разных температур, одна из которых представляет BAX SNS–перехода, измеренную двумя сверхпроводящими (S) вольтметрическими пробами (J_{v1}) и (J_{v2}), а вторая – напряжение между сверхпроводящей (J_{v1}) и нормальной ($Ni1$) пробами при одном и том же токе через SNS переход, задаваемом вдоль сверхпроводящих берегов (через J_{c1} и J_{c2}).

BAX переходов при низких температурах показывают небольшой критический ток (плохо различимый в представленном масштабе). Практически линейный, особенно при самых низких температурах, участок BAX сопровождается заметным изломом при достижении «щелевого» напряжения. Можно видеть, что сверхпроводящая энергетическая щель ниобиевой плёнки (~ 0.3 мВ) заметно подавлена близостью с золотой плёнкой, на которой она лежит (невозмущённая щель Nb ~ 1.5 мВ). При этих же значениях тока возникает еще более заметный перелом на кривой для напряжения V_{ns} между S и N пробами, поскольку в сверхпроводнике из нормального металла инжектируется большое количество «надщелевых» неравновесных квазичастиц. Можно видеть, что и до излома, фактически, при всех температурах существует небольшое напряжение V_{ns} , связанное с проникновением квазичастиц над щелью. Их доля определяется превышением над щелью суммы приложенного к SNS переходу напряжения (вернее, энергии eV) и температурного распределения kT . Остальные («подщелевые») квазичастицы испытывают андреевское отражение на NS–границах и не проникают в сверхпроводник. Можно видеть, что чем выше температура, тем выше вклад неравновесных квазичастиц в оба измеряемых напряжения. Также по результатам измерений на данной структуре была вычислена длина релаксации зарядового разбаланса λ_Q для ниобия $\lambda_Q \approx 0.6$ мкм.

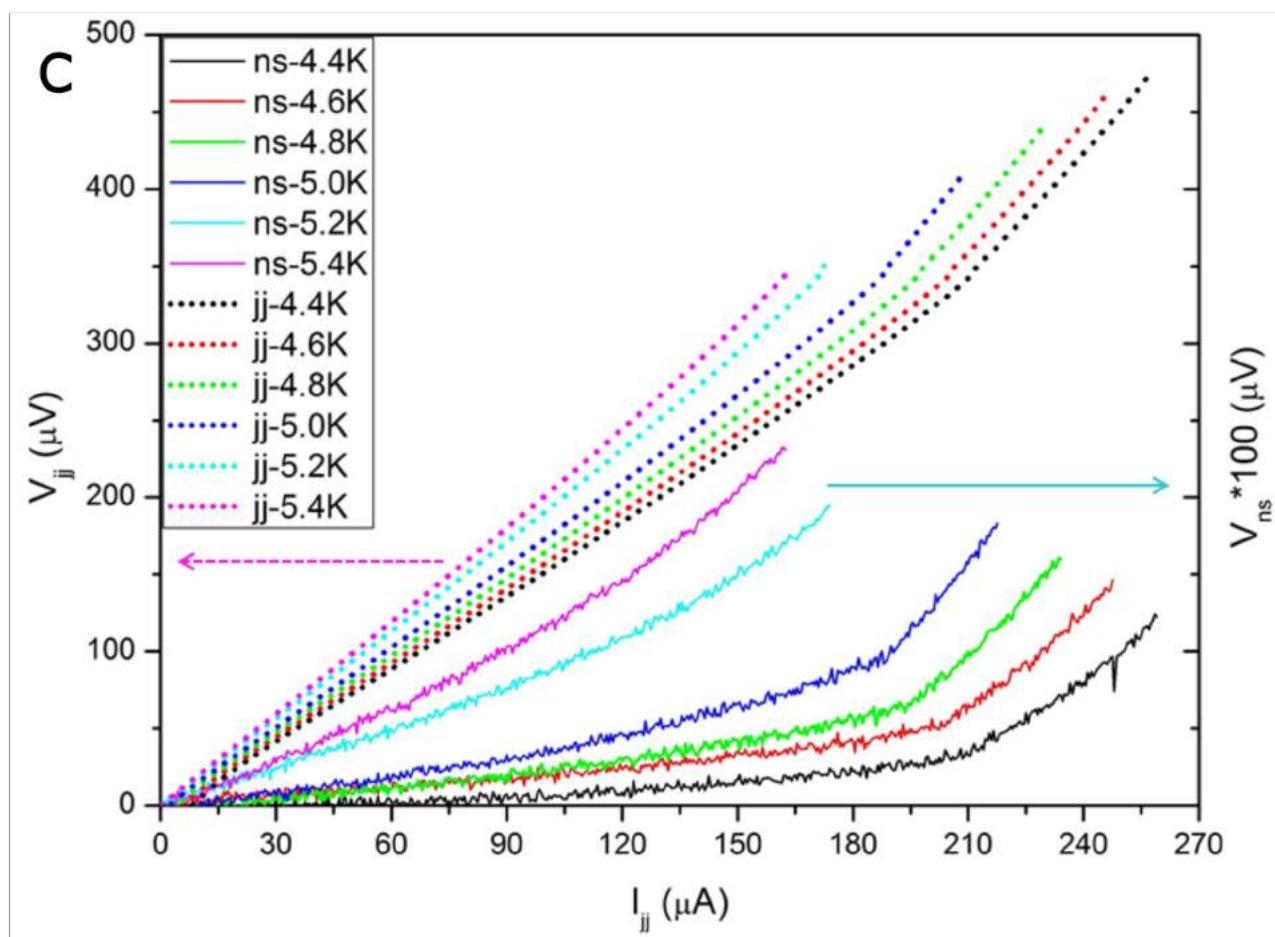
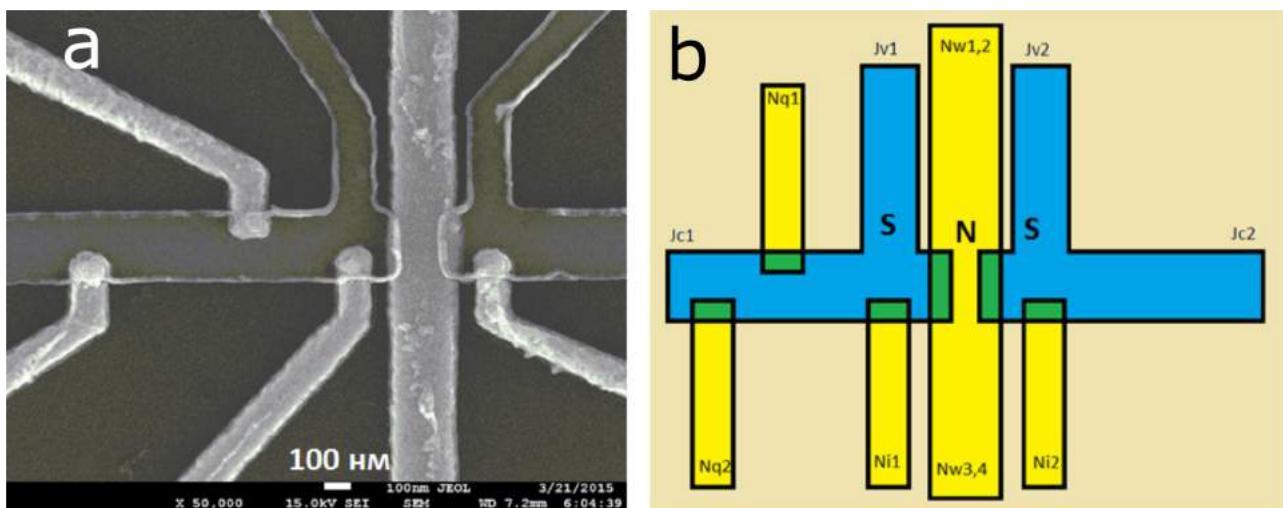


Рис. 25: В левой верхней части представлены пунктиром вольтамперные характеристики джозефсоновского SNS перехода; соответствующие напряжения V_{jj} (между контактами Jv1 и Jv2 на схеме) показаны на левой оси. Сплошными линиями представлено напряжение зарядового разбаланса, возникающее между сверхпроводящей (Jv1) и нормальной (Ni1) пробами при тех же токах через переход; соответствующее напряжение V_{ns} показано на правой оси, масштаб которой увеличен в 100 раз по сравнению с левой осью. Кривые для одинаковых температур показаны одним цветом.

4 Выводы

В ходе выполнения дипломной работы получены следующие результаты:

- в ИФТТ РАН и МФТИ отработана технология создания тонкоплёночных субмикронных джозефсоновских SNS–контактов на основе теневого осаждения Al, Cu и послойного осаждения Nb, Au;
- отработана техника измерений на вставке Не-3 при температурах до 0.3 К с использованием программ, написанных в среде LabView, была достигнута точность стабилизации температуры во время эксперимента 0.002 К;
- проведены исследования нелокальных неравновесных явлений в субмикронных пластинарных джозефсоновских SNS–контактах при помощи специально разработанной программы автоматизированных измерений и сбора данных;
- подобраны геометрические параметры образцов, позволяющие изучать нелокальные явления в джозефсоновских контактах Al-Cu-Al;
- Изучена зависимость длины релаксации зарядового разбаланса λ_Q от температуры в Al ($\lambda_Q^{Al}(0.3 K)$), найдена величина $\lambda_Q(4.2) \approx 0.3$ мкм в Nb.

Благодарности

В заключение автор хотел бы выразить благодарность прежде всего научному руководителю проф. В. В. Рязанову и научному консультанту В. С. Столярову, которые оказали неоценимую помощь в постановке задач и освоении новых методик. Автор также благодарит за помощь в проведении экспериментов и отработку методик С. В. Егорова, А. Шишкина, О. В. Скрябину, А. М. Кокотина и Н. С. Степакова.

Содержание

1 Введение	1
2 Техника эксперимента	20
3 Результаты	27
4 Выводы	41
5 Список литературы	44

5 Список литературы

- [1] M.I. Khabipov, D.V. Balashov, F. Maibaum, A.B. Zorin, V.A. Oboznov, V.V. Bolginov, A.N. Rossolenko, V.V. Ryazanov, Superconductor Science and Technology, **23**, 045032 (2010).
- [2] F. Song, F. Mueller, Th. Scheller, A. Semenov, M. He, L. Fang, H.-W. Hübers, A.M. Klushin, Appl. Phys. Lett. **98**, 142506 (2011).
- [3] T. Scheller, F. Mueller, R. Wendisch, O. Kieler, U. Springborn, K. Stoerr, B. Egeling, T. Weimann, L. Palafox, R. Behr, J. Kohlmann, Physics Procedia **36**, 48 (2012).
- [4] A.K. Feofanov, V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov, J. Lisenfeld, S. Poletto, V.V. Ryazanov, A.N. Rossolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A.B. Zorin, P.N. Dmitriev, V.P. Koshelets and A. V. Ustinov, Nature Physics **6**, 593 (2010).
- [5] A.V. Shcherbakova, K.G. Fedorov, K.V. Shulga, V.V. Ryazanov, V.V. Bolginov, V.A. Oboznov, S.V. Egorov, V.O. Shkolnikov, M.J. Wolf, D. Beckmann, A.V. Ustinov, Superconductor Science and Technology, **28** (2015).
- [6] V.P. Koshelets. Сверхпроводниковая электроника
- [7] V.A. Vas'ko, V.A. Larkin, P.A. Kraus, K.R. Nikolaev, D.E. Grupp, C.A. Nordman, A.M. Goldman, Phys. Rev. Lett. **78**, 1134 (1997).
- [8] H. Courtois, M. Meschke, J. T. Peltonen, J. P. Pekola, Phys. Rev. Lett. **101**, 067002 (2008).
- [9] V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov, and J. Aarts, Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
- [10] Б. В. Шмидт, Введение в физику сверхпроводников. Изд. 2-е, испр. и доп. М.: МЦНМО, 2000.
- [11] C. Hoffmann, F. Lefloch, and M. Sanquer, Eur. Phys. J. B **29**, 629 (2002).
- [12] C.P. Garsia, F. Giazotto Appl. Phys. Lett. **94**, 132508 (2009).
- [13] C.P. Garsia, F. Giazotto, Appl. Phys. Lett. **94**, 132508 (2009).
- [14] P. Dubos, H. Courtois, B. Pannetier et al., Phys. Rev. B. **63**, 064502 (2001).
- [15] M. Octavio, G. Blonder, M. Tinkham, T. Klapwijk, Phys. Rev. B. **27**, 6739–6746 (1983).
- [16] J. C. Cuevas , J. Hammer, J. Kopu et al., Phys. Rev. B. **73**, 184505 (2006).
- [17] Т. Е. Голикова, Ф. Хюблер, Д. Бекманн, Н. В. Кленов, С. В. Бакурский, М. Ю. Куприянов, И. Е. Батов, В. В. Рязанов, Письма в ЖЭТФ (2012).

- [18] 27 P. Cadden-Zimansky, V. Chandrasekhar, Phys. Rev. Lett. **97**, 237003 (2006).
- [19] 28 J. Clarke, Phys. Rev. Lett. **28**, 1363 (1972).
- [20] 29. M. Tinkham, J. Clarke, Phys. Rev. Lett. **28**, 1366 (1972).
- [21] 30. Huebler F., Lemyre J. C., Beckmann D., v. Loehneysen H. // Phys. Rev B. 2010. Vol. 81. P. 184524.
- [22] 83. H. J Mamin, J. Clarke, D. J. V. Harlingen, Phys. Rev. B. **29**, 3881 (1984).
- [23] 84. Latyshev Y. I., Nad' F. Y. // JETP Lett. 1979. Vol. 29. P. 557.
- [24] 85. Santhanam P., Chi C. C., Wind S. J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 66. P. 2254.
- [25] 87. Artemenko S. N., Volkov A. F. // Sov. Phys. Usp. 1979. Vol. 22. P. 295.
- [26] 88. Yagi R. // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 73. P. 134507.
- [27] 90. Arutyunov K. Y., Auranova H.-P., Vasenko A. S. // Phys. Rev. B. 2011. Vol. 83. P. 104509.
- [28] A. Schmid, G. Schoen, J. Low Temp. Phys. **20**, 207, (1975).
- [29] M. L. Yu, J. E. Mercereau, Phys. Rev. B. **12**, 4909, (1975).
- [30] V. K. Kaplunenko, V. V Ryazanov, Phys. Lett. **A110**, 3 (1985).
- [31] V. K. Kaplunenko, V. V Ryazanov, V. V. Shmidt, Sov. Phys. JETP, **62**, 804 (1985).
- [32] A. M. Kadin, L. N. Smith , W. J. Skocpol, J. Low Temp. Phys. **38**, 497 (1980).
- [33] T. E. Golikova, M. J. Wolf, D. Beckmann, I. E. Batov, I. V. Bobkova, A. M. Bobkov, and V. V. Ryazanov Phys. Rev. B. **89**, 104507 (2014).
- [34] G. J. Dolan , L. D. Jackel, Phys. Rev. Lett. **39**, 1628 (1977).
- [35] D. S. Antonenko, M. A. Skvortsov, Phys. Rev. B **92**, 214513 (2015).
- [36] L. Angers, F. Chiodi, G. Montambaux, M. Ferrier, S. Guéron, and H. Bouchiat, Phys. Rev. B **77**, 165408 (2008).
- [37] А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Физматгиз, 1962.
- [38] Y. Song, J. Appl. Phys. **47**, 2651 (1976).
- [39] П. де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов, М.: Мир, 1968.