

**Государственное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
Московский физико-технический институт**  
Факультет общей и прикладной физики  
Кафедра физики и технологии наноструктур

На правах рукописи

Кулеш Иван Павлович

**Исследование неравновесного вклада в сопротивление  
сверхпроводящих наноструктур**

03.03.01 — Прикладные математика и физика

Выпускная квалификационная работа бакалавра

Научные руководители

доктор физико-математических наук, профессор  
Рязанов В.В.

кандидат физико-математических наук  
Столяров В.С.

Долгопрудный, 2016

# Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Теоретические сведения</b>	<b>4</b>
2.1	Микроскопическая теория сверхпроводимости . . . . .	4
2.2	Элементарные возбуждения в сверхпроводнике . . . . .	4
2.3	Процессы на NS-границе . . . . .	6
2.4	Зарядовый разбаланс . . . . .	8
2.5	Нестационарный неравновесный процесс . . . . .	10
2.6	Центр проскальзывания фазы . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Описание эксперимента</b>	<b>14</b>
3.1	Изготовление образцов . . . . .	14
3.2	Термическое напыление . . . . .	16
3.3	Электронно–лучевое напыление . . . . .	18
3.4	Криостат $He^3$ HelioxVL . . . . .	20
3.5	Методика транспортных измерений . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Результаты</b>	<b>24</b>
4.1	Изготовление образцов . . . . .	24
4.2	Транспортные измерения . . . . .	25
<b>5</b>	<b>Заключение</b>	<b>33</b>
5.1	Оценка результатов . . . . .	33
5.2	Дальнейшие исследования . . . . .	33
<b>6</b>	<b>Благодарности</b>	<b>34</b>

# 1 Введение

В последние годы потребность в вычислительной мощности значительно опережает возможности традиционных решений. Исчерпав потенциал наращивания быстродействия увеличением тактовой частоты, производители процессоров двинулись в сторону усовершенствования архитектуры чипов. Тем не менее, проблемы, связанные с большим энергопотреблением и тепловыделением, становятся всё более актуальными для систем на базе тысяч процессоров, таких как суперкомпьютеры, а также новые центры обработки и хранения данных. Так, типичное энергопотребление дата-центров Facebook составляет сотни МВт. Одним из перспективных решений данных проблем является использование RSFQ-логики (Rapid Single Flux Quantum logic) [1]. Данная технология предполагает оперирование отдельными квантами магнитного потока, является энергоэффективной и, в перспективе, позволит достичь тактовых частот порядка 100ГГц.

Существует также множество других применений сверхпроводящих технологий. В последние годы наметился явный прогресс в сфере создания и использования сверхпроводящих кубитов [2]. В отличие от других реализаций кубитов (например, ионы в ловушках), сверхпроводящие кубиты обладают большей гибкостью, а также являются объектами мезоскопического масштаба. Стоит также отметить такие практические применения сверхпроводящих устройств, как джозефсоновские параметрические усилители, аналого-цифровые преобразователи и цифровые синтезаторы микроволнового и терагерцового излучения [3].

Современные сверхпроводящие электронные схемы характеризуются субмикронными размерами и широким использованием гибридных элементов. На границах различных материалов возникают неравновесные эффекты, связанные с инжекцией квазичастиц над энергетической щелью в сверхпроводнике. Учитывая, что характерные размеры сверхпроводящих устройств становятся сравнимы с размерами, характеризующими неравновесные процессы, а также потенциал использования данных механизмов для создания новых элементов [4], исследование данной тематики представляет значительный интерес.

Целями данной работы являлись:

- разработка дизайна объектов для исследования неравновесных процессов;
- изготовление субмикронных гетероструктур;
- изучить транспортные характеристики изготовленных структур при сверхнизких температурах;

Для достижения поставленных целей было необходимо:

- освоить методику теневого напыления структур;
- используя материальную базу МФТИ, ИФТТ РАН и РКЦ отработать все стадии технологического процесса получения субмикронных структур;

- модернизировать систему транспортных измерений на криостате Heliox VL;
- произвести транспортные измерения изготовленных структур, подобрав оптимальные режимы работы криостата;
- проанализировать полученные экспериментальные данные и сделать выводы о дальнейших исследованиях;

## 2 Теоретические сведения

### 2.1 Микроскопическая теория сверхпроводимости

Рассмотрение проблемы начнём с описания основных положений теории сверхпроводимости, разработанной Бардином, Купером и Шриффером в 1957 году [5]. Сформулируем механизм взаимодействия электронов через фононы [6]. Рассмотрим процесс, при котором электрон, распространяясь по металлу, возбуждает фонон. Этот фонон будет поглощён другим электроном. Этот процесс можно рассматривать как рассеяние электронов друг на друге, причём волновые вектора частиц до и после взаимодействия связаны соотношением

$$k_1 + k_2 = k'_1 + k'_2$$

При этом притягиваться будут электроны, расположенные в слое толщиной порядка  $2\Delta k$ , причём

$$\Delta k/k_F \sim \hbar\omega_D/\varepsilon_F$$

Введём в рассмотрение функцию  $v_k^2$ , определяющую вероятность заполнения состояний  $(k, -k)$ . Тогда амплитуду состояния с занятыми ячейками  $(k, -k)$  и свободными  $(k', -k')$  можно найти по формуле

$$a_n = [v_k^2(1 - v_{k'}^2)]^{1/2}$$

Используя разложение волновой функции по полной системе, найдём полную энергию сверхпроводника

$$E_s = \sum_k 2\varepsilon_F v_k^2 + \sum_{k,k'} V_{kk'} v_{k'} u_k v_k u_{k'}$$

Найдём функцию  $v_k^2$ , минимизировав полную энергию. Опуская выкладки, запишем

$$v_k^2 = \frac{1}{2}(1 - \varepsilon_k/E_k),$$

где

$$E_k = \sqrt{\varepsilon_k^2 + \Delta_0^2} \quad \text{и} \quad \varepsilon_k = \hbar^2 k^2/2m - \varepsilon_F$$

График зависимости  $v_k^2$  от  $k$  изображён на рисунке 1. Видно, что даже при абсолютном нуле температур, распределение электронов около поверхности Ферми "размазано" на интервале энергий порядка  $2\Delta_0$ .

### 2.2 Элементарные возбуждения в сверхпроводнике

Рассмотрим некоторую пару состояний  $(q, -q)$ . Энергетический вклад пары состоит из кинетической энергии и энергии взаимодействия и равен

$$w_q = 2\varepsilon_q v_q^2 - 2V v_q u_q \sum_k v_k u_k$$

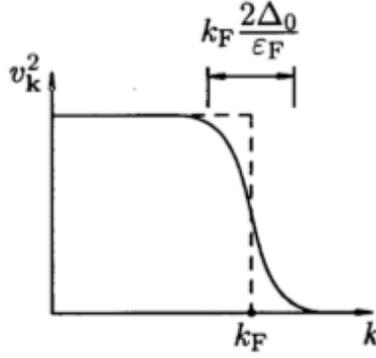


Рис. 1: Зависимость  $v_k^2$  от  $k$

Воспользовавшись выражением для щели  $\Delta_0$ , после упрощений получаем

$$w_q = \varepsilon_q - E_q$$

При заполнении внешним электроном состояния  $q$ , пара  $(q, -q)$  больше не может участвовать в процессах рассеяния и давать энергетический вклад  $w_q$ . Тогда новое выражение для энергии сверхпроводника будет иметь вид

$$W_q = W + E_q = W + \sqrt{\varepsilon_q^2 + \Delta_0^2}$$

Из этого выражения видно, что спектр возбуждений отделён от энергетического уровня основного состояния щелью  $\Delta_0$ .

Элементарное возбуждение в металле типа “электрон” характеризуется энергией  $\hbar^2(k^2 - k_F^2)/2m$  и импульсом  $\hbar k$ , а типа “дырка” —  $\hbar^2(k_F^2 - k^2)/2m$  и  $-\hbar k$ . При этом для электронных возбуждений из основного состояния  $k > k_F$ , а для дырочных  $k < k_F$ . Энергетический спектр возбуждений в сверхпроводнике изображён на рисунке 2. На том же рисунке прямыми тонкими линиями изображён спектр возбуждений и для нормального металла.

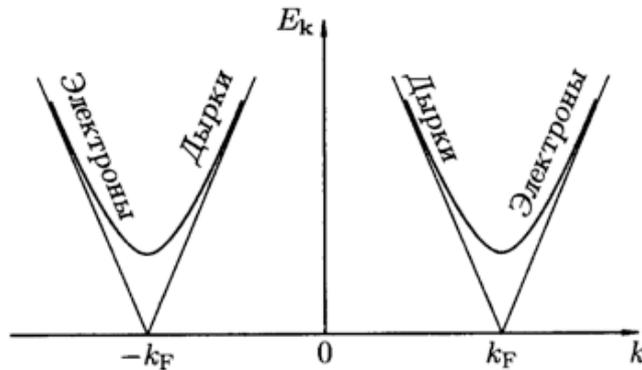


Рис. 2: Спектр возбуждений в сверхпроводнике и нормальном металле

Обратим теперь внимание на то, что возбуждения в сверхпроводнике не являются чисто “электронными” или “дырочными”. Действительно, при внесении в

сверхпроводник электрона он займёт ячейку  $k$  с вероятностью  $u_k^2$ , так как существует вероятность, что в ней уже был электрон. При этом необходимо удалить электрон из ячейки  $-k$ , находящейся там с вероятностью  $v_k^2$ . Именно разность  $v_k^2 - u_k^2$  определяет тип возбуждения, а также заряд квазичастицы. Способность квазичастиц принимать любой заряд от  $+1$  до  $-1$  связана с тесной связью возбуждений в сверхпроводнике с конденсатом пар. Полный заряд всех электронов сверхпроводника определяется выражением

$$Q_{tot} = \sum_k f_k u_k^2 + \sum_k (1 - f_k) v_k^2,$$

где  $f_k$  — функция распределения возбуждений.

### 2.3 Процессы на NS-границе

Детальное рассмотрение процессов токопереноса через NS-границу изложено в [7]. Учитывая электрохимический потенциал системы, энергии, необходимые для создания возбуждений зарядом  $e$  и  $-e$  равны, соответственно,

$$E_{ek} = \mu + E_k \quad E_{hk} = -\mu + E_k = -(\mu - E_k)$$

Учитывая вышесказанное, картину спектра возбуждений можно изобразить симметрично относительно электрохимического потенциала, как это изображено на рисунке 3.

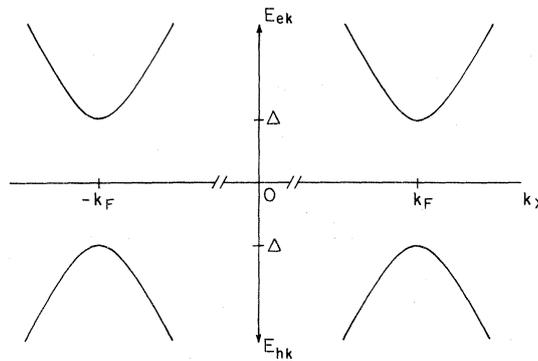


Рис. 3: Спектр возбуждений

На рисунке 4 изображены процессы на границе нормальный металл – сверхпроводник при нулевом напряжении. Налетающий из металла электрон обозначен как ‘0’. Отражённый электрон ‘5’, при этом вероятность процесса  $B(E)$ . Пролетевшая в сверхпроводник с вероятностью  $C(E)$  частица обозначена цифрой ‘4’.  $D(E)$  — вероятность для квазичастицы ‘2’ при прохождении пересечь поверхность Ферми. Наконец,  $A(E)$  характеризует вероятность Андреевского отражения, при котором в металле создаётся возбуждение типа дырка, а в сверхпроводнике рождается куперовская пара.

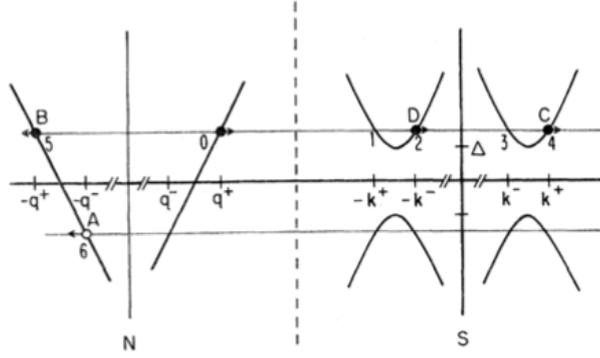


Рис. 4: NS-граница в равновесии

В общем случае граница характеризуется также неким барьером (например, слой оксида), который моделируется  $\delta$ -потенциалом. Численно барьер характеризуется безразмерным коэффициентом  $Z$ . Численно, вероятности описанных процессов находятся решением уравнений Боголюбова. Графики для некоторых значений  $Z$  приведены на рисунке 5.

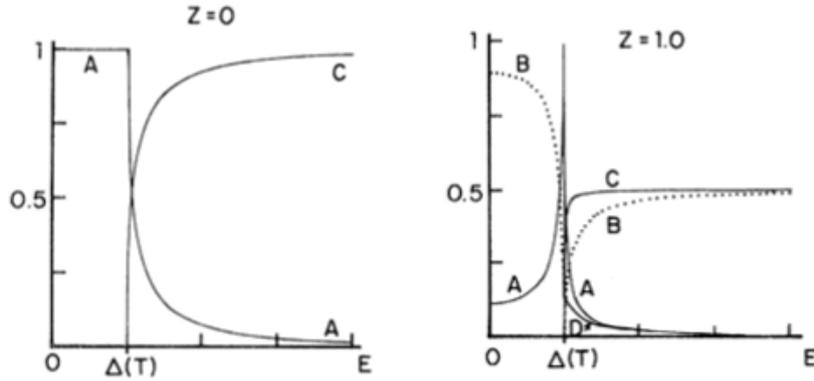


Рис. 5: Вероятности процессов на NS границе

Чтобы установить вид зависимости  $I(V)$ , запишем выражения для тока в виде

$$I = 2N(0)ev_F A \int_{-\infty}^{\infty} [f_{\rightarrow}(E) - f_{\leftarrow}(E)] dE,$$

где, с учётом вышеописанных процессов и функции распределения для электронов,двигающихся со стороны N-слоя, равной  $f_0(E - eV)$ , имеем

$$f_{\rightarrow}(E) = f_0(E - eV) \quad f_{\leftarrow}(E) = A(E)[1 - f_{\rightarrow}(-E)] + B(E)f_{\rightarrow}(E) + [C(E) + D(E)]f_0(E)$$

Упрощая, для тока через NS-границу получаем выражение

$$I_{NS} = 2N(0)ev_F A \int_{-\infty}^{\infty} [f_0(E - eV) - f_0(E)][1 + A(E) - B(E)] dE$$

Рассчитанные таким образом ВАХи изображены на рисунке 6, причём характерной особенностью является отклонение асимптоты от нуля.

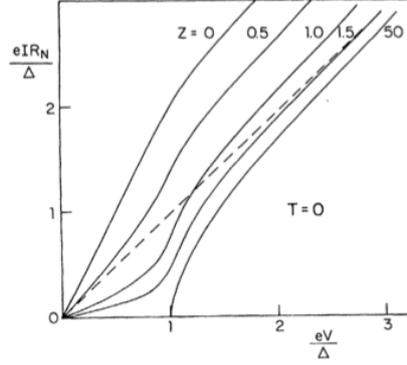


Рис. 6: ВАХи NS-границы для разных барьеров

## 2.4 Зарядовый разбаланс

Остановимся подробнее на механизме токопереноса, связанным с созданием зарядового разбаланса. Распишем суммарный электронный заряд  $Q_{tot}$  в виде суммы двух слагаемых

$$Q^* = 2e \sum_k f_k (u_k^2 - v_k^2) = 2 \sum_k q_k f_k \quad Q_c = 2e \sum_k v_k^2$$

Первое выражение определяет плотность заряда квазичастиц и именуется зарядовым разбалансом. В дальнейшем условимся отсчитывать энергию от уровня Ферми, а также обозначим химический потенциал конденсата  $\epsilon_S$ , равный нулю в равновесии. Учитывая необходимость сохранения электронейтральности, получаем

$$Q^* = -2N(0)e\epsilon_S$$

Изменения в зарядовом разбалансе зависят как от изменения функции распределения, так и от изменения эффективного заряда:

$$\dot{Q}^* = 2 \sum_k (g_k \dot{f}_k + f_k \dot{q}_k)$$

Рассмотрим стационарный неравновесный процесс, вызванный, например, инжекцией нормального тока. При этом неравновесная заселённость будет иметь постоянное во времени значение, однако меняться по координате. Учитывая также связь заряда квазичастиц и конденсата, можно заключить что химический потенциал конденсата  $\epsilon_S$  также есть функция координаты. Из общего уравнения движения для сверхпроводящего электрона

$$\frac{d}{dt}(mv_s) = -\frac{e}{c}\dot{A} - e\nabla\varphi - \nabla\epsilon_S$$

следует, что в стационарном режиме постоянен электрохимический потенциал электронов  $\mu_S = e\varphi + \varepsilon_S$ . При этом в сверхпроводнике возникает электрическое поле, равное

$$E = -\frac{1}{2N(0)} \nabla Q^*$$

Неравновесный заряд квазичастиц в сверхпроводнике испытывает различные процессы релаксации, описанные, например, в [8]. Вблизи  $T_c$  основную роль играет рассеяние на фононах, при этом для существенного изменения заряда квазичастиц их энергии должны лежать в диапазоне порядка  $\Delta$  от нулевого уровня. Оценочно, используя время релаксации квазичастиц в нормальном состоянии  $\tau_E$ , получаем для времени релаксации зарядового разбаланса

$$\tau_Q = \frac{k_B T}{\Delta} \tau_E(0)$$

Вблизи  $T_c$  численное решение уравнения Больцмана [8] для нахождения  $\tau_Q$  изображено на рисунке 7. При температурах  $k_B T \sim \Delta$  существенным становится механизм рассеяния на примесях.

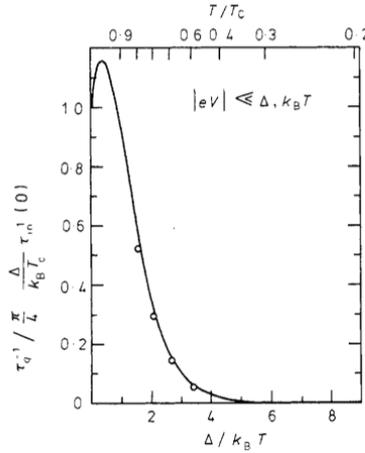


Рис. 7: Время релаксации зарядового разбаланса

Поскольку зарядовый разбаланс непрерывно релаксирует, в стационарном режиме существует постоянный приток квазичастиц:

$$\text{div} j_n = -eQ^*/\tau_Q$$

Воспользуемся определением проводимости для нормального металла, а также её значением из модели Друде. Определим длину релаксации зарядового разбаланса

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

причём  $D$  – коэффициент диффузии. Для одномерной геометрии уравнение на зарядовый разбаланс выглядит следующим образом:

$$\frac{d^2 Q^*}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_Q^2} Q^*$$

Решения для электрического поля, зарядового разбаланса и нормального тока будут иметь вид затухающих экспонент, как это изображено на рисунке 8.

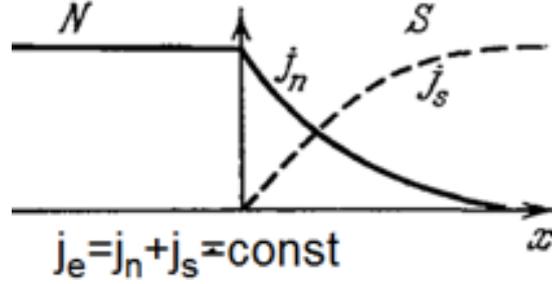


Рис. 8: Проникновение нормального тока в сверхпроводник

В эксперименте для исследования пространственного распределения химического потенциала используются электроды из нормального металла и сверхпроводника.

## 2.5 Нестационарный неравновесный процесс

Используя уравнения теории Гинзбурга-Ландау, получим соотношения, связывающие сверхпроводящий ток  $I_S$ , электрохимический потенциал  $\mu_S$  и фазу сверхпроводящей волновой функции  $\Theta$ :

$$\mu_S = (\hbar/2)\dot{\Theta} \quad I_S = (n_s e/2m)(\hbar\nabla\Theta - 2eA)$$

Введём обозначение  $\tau_0 = m\sigma/n_s e^2 = \tau(n/n_s)$ ,  $\tau$  – транспортное время релаксации. Тогда верно соотношение:

$$\tau_0 \dot{I}_S = -(\sigma/e)\nabla\mu_S - \sigma\dot{A} = \sigma E D \nabla Q^*$$

Для нормальной компоненты

$$I_N = \sigma E = -(\sigma/e)\nabla\mu_N - \sigma\dot{A}$$

Отсюда сразу выражаем

$$\tau_0 \dot{I}_S - I_N = D \nabla Q^*$$

Для нестационарного случая изменение эффективного заряда  $q_k$  в выражении для  $Q^*$  учитывается дополнительным множителем [9]. Учитывая также ток

нормальной компоненты, выражение для изменения со временем зарядового разбаланса имеет вид

$$\dot{Q}^* = (4k_B T / \pi \Delta) [(-Q^* / \tau_Q) - \nabla I_N]$$

Комбинируя полученные выражения, можно получить дифференциальное уравнение на  $Q^*$ :

$$D\tau_Q \nabla^2 Q^* = \tau_0 \tau_E \ddot{Q}^* + (\tau_0 + \tau_E) \dot{Q}^* + Q^*$$

В одномерном случае данное уравнение имеет вид телеграфного уравнения с такими параметрами на единицу длины, как индуктивность  $L$ , сопротивление  $R$ , шунтирующая ёмкость  $C$  и сопротивление утечки  $G$ :

$$\partial^2 E / \partial x^2 = LC \ddot{E} + (RC + GL) \dot{E} + RGE$$

Это означает, что в данной модели одномерный сверхпроводник сечением  $A$  представим эквивалентной схемой, изображенной на рисунке 9, с параметрами

$$R = 1/\sigma A \quad L = \tau_0/\sigma A \quad G = \sigma A/\lambda_Q^2 \quad C = (\sigma A/\lambda_Q^2)\tau_E$$

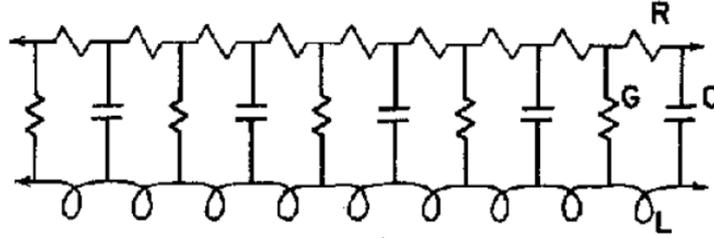


Рис. 9: Эквивалентная схема распространения зарядового разбаланса

Вводя неравновесный потенциал

$$\Phi = \varphi + \frac{\hbar}{2e} \dot{\Theta} = \frac{Q^*}{2N(0)e^2},$$

перепишем уравнения для компонент тока и зарядового разбаланса в виде

$$\partial I_N / \partial x + G\Phi + C\dot{\Phi} = 0 \quad \partial \Phi / \partial x + RI_N - LI_S = 0$$

Переходя к Фурье-компонентам, найдём волновое сопротивление эквивалентной передающей линии

$$Z(\omega) = \frac{\Phi(k, \omega)}{I_N(k, \omega)} = \left( \frac{R + i\omega L}{G + i\omega C} \right)^{1/2} = \frac{\lambda_Q}{\sigma A} \left( \frac{1 + i\omega\tau_0}{1 + i\omega\tau_E} \right)^{1/2}$$

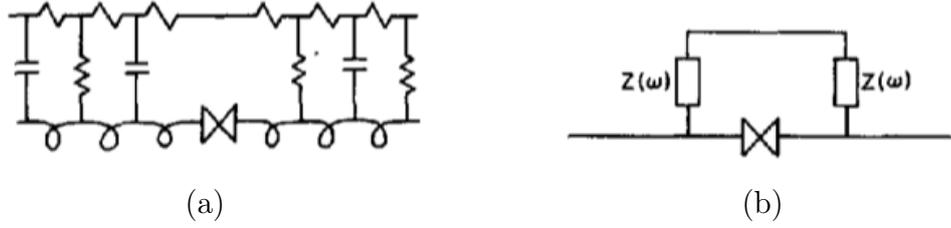


Рис. 10: Эквивалентные схемы с центром проскальзывания фазы

## 2.6 Центр проскальзывания фазы

Рассмотрим изолированный центр проскальзывания фазы. Будем считать суммарный ток постоянным во времени. Воспользуемся моделью Джозефсоновского перехода с нулевой длиной и нулевым сопротивлением, имеющим ток-фазовое соотношение вида

$$I_S(t) = I_C f(\nabla\Theta(t)),$$

где  $\nabla\Theta$  – разность фаз по разные стороны центра,  $f$  –  $2\pi$ -периодическая функция единичной амплитуды,  $I_C$  – критический ток. Применим далее введённую выше эквивалентную схему передающей линии, поместив идеальный Джозефсоновский переход в сверхпроводящую линию, как это показано на рисунке 10а. Полубесконечные линии по сторонам от перехода заменим волновым сопротивлением  $Z(\omega)$ , рисунок 10b.

При высоком напряжении  $I_N \gg I_S$ , и практически весь ток течёт через шунтирующий центр импеданс. При этом напряжение на центре практически постоянно со средним временным значением

$$\bar{V} = 2Z(0)[I - \overline{I_S(t)}] = (2\lambda_Q/\sigma A)(I - I_C\langle f \rangle)$$

Для больших напряжений модель предсказывает постоянное дифференциальное сопротивление  $dV/dI = 2\lambda_Q/\sigma A = R_{eff}$ , а также пересечение асимптотой оси  $V$  в точке  $I_{ex} = I_C\langle f \rangle$ . На рисунке 11 изображено поведение электрохимического потенциала сверхпроводящей и нормальной компоненты вблизи центра. Теория предсказывает разницу потенциалов между пробами из нормального металла и пробами из сверхпроводника.

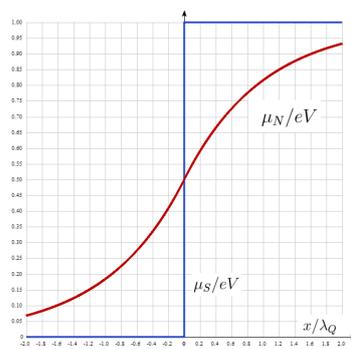


Рис. 11: Распределение электрохимических потенциалов

## 3 Описание эксперимента

### 3.1 Изготовление образцов

Для изготовления исследуемых объектов использовались методы фото- и электронной литографии. Схематично процесс литографии изображён на рисунке 12. На рисунке '1' – кремниевая подложка. Размер подложек составлял 7,5x7,5 мм. На подложку наносится резист '2', представляющий собой чувствительный к излучению полимер. Для структурирования резист в первую очередь экспонируется. В ходе фотолитографии экспонирование осуществляется с использованием устройства "laser writer". При экспонировании резист деполимеризуется. Следующий этап – проявление в щелочном растворе, при этом деполимеризованные участки вымываются, оголяя подложку, как это изображено на рисунке 12, этап III.

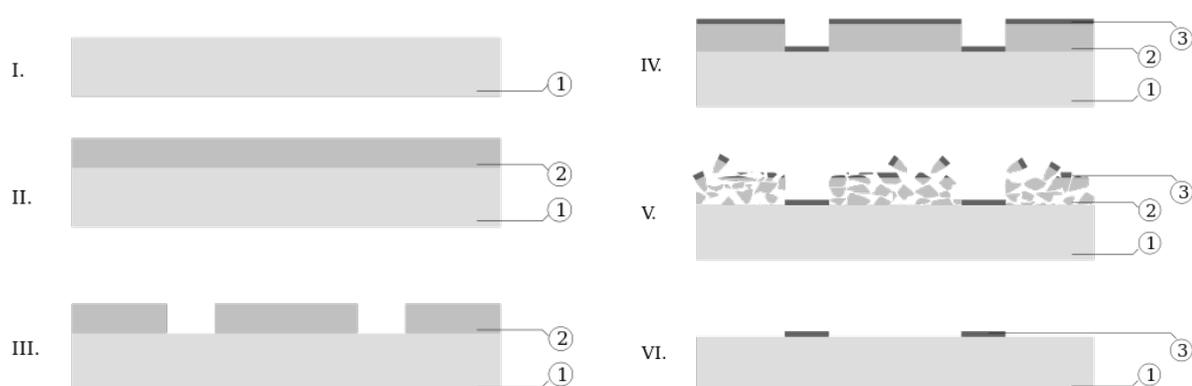


Рис. 12: Литография по методу Lift-off

На подготовленную таким образом маску наносится желаемый материал, этап IV. Используемые методы напыления описаны ниже. Теперь образец помещается в растворитель (ацетон), который разрушает резист, при этом напыленный на подложку материал остаётся, а попавший на резист удаляется вместе с ним, этап V.

Получение желаемой структуры на подложке происходит в два этапа. Сначала методом фотолитографии изготавливаются крупномасштабные ( $> 1\mu m$ ) части структуры, например, подводящие контакты. В данной работе были использованы готовые наборы подводящих контактов, выполненных из золота. Фотография образца, полученная с помощью оптического микроскопа, изображена на рисунке 13. Видны контактные площадки '1'. Изучаемые структуры '2' расположены в центрах подводящих контактов.

В ходе фотолитографии и магнетронного напыления получают крупномасштабные элементы структур, например – контактные площадки. Следующий технологический этап – электронная литография с последующим теневым напылением. Необходимость в использовании пучка электронов для экспонирования связан с нанометровой детализацией структур. В силу ограничений волновой

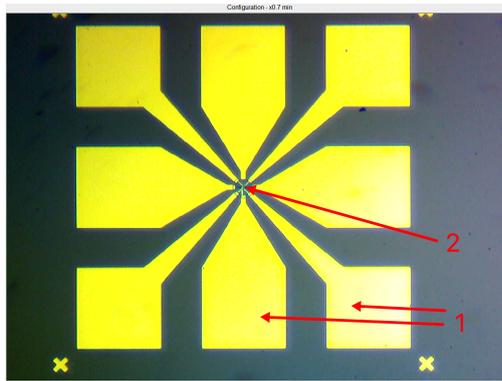


Рис. 13: Оптическое изображение изучаемых структур

оптики фотолитография непригодна для данных целей. Процесс теневого напыления несколько отличается от общего случая, описанного выше. Впервые подобная технология описана в работе [10]. Схематично процесс изображён на рисунке 14.

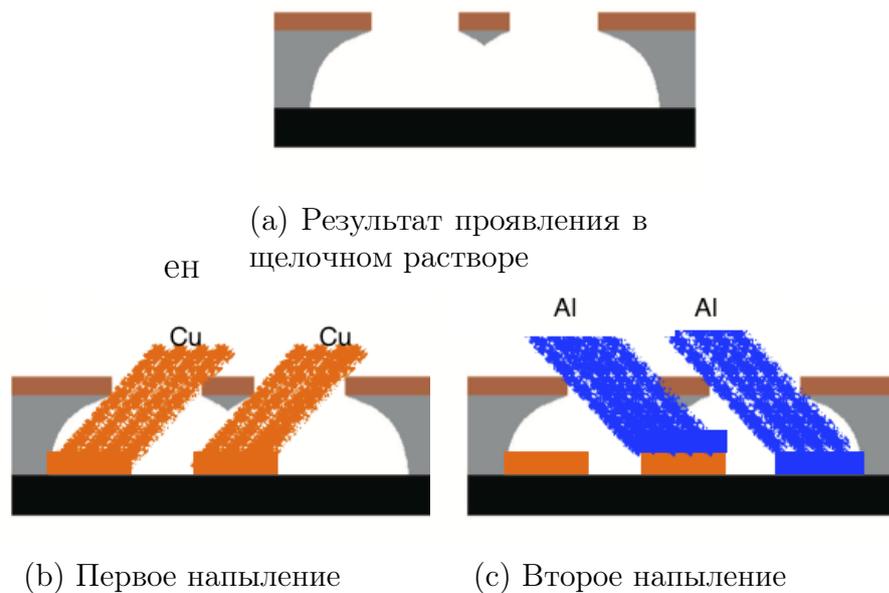


Рис. 14: Теневое напыление

Используются два разных слоя резиста. Первый слой толщиной 830 нм выполнен из полимера ММА. Верхний слой представляет собой полимер РММА толщиной 150 нм. Примечательно, что нижний слой обладает большей чувствительностью к воздействию электронного пучка. При экспонировании, рисунок ??, и последующем проявлении прорези в верхнем резисте соответствующим воздействию электронного пучка, а в нижнем образуется так называемая "галерея-(b). Если две прорези проходят рядом, галереи сливаются, оголяя подложку, над которой нависает "мост" из верхнего резиста. Первое напыле-

ние желаемого материала происходит под некоторым углом, стадия (с). Затем угол меняется и происходит второе напыление (d), материал может быть другой. Таким образом, мы получаем две смещённые копии структуры из разного материала. Пример для структуры типа Джозефсоновский SNS переход, так же изготовленной в ходе работы, показан на рисунке 15. Таким образом, на рисунке 14 фактически изображён разрез А–А’.

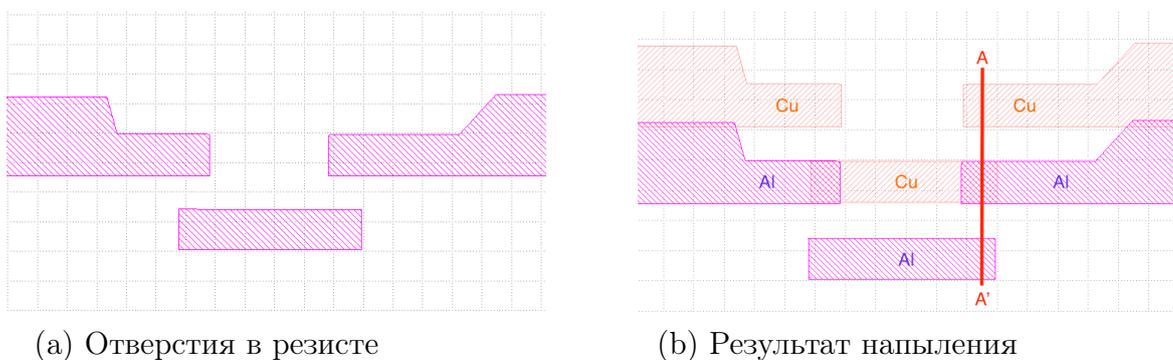


Рис. 15: Дизайн SNS-перехода

Из особенностей теневого напыления следует отметить необходимость прямолинейного движения атомов осаждаемого вещества, что исключает возможность использовать магнетронное напыление. Ниже описаны два вида напыления, использованных в работе. Одним из преимуществ метода является создание гетероструктуры без разрыва вакуума между напылениями, что существенно улучшает качество границ. Следует, однако, тщательно просчитывать все паразитные тени.

### 3.2 Термическое напыление

При термическом напылении происходит испарение материала в высоком вакууме. Материал располагается либо в специально тугоплавкой молибденовой лодочке, либо в кварцевом тигле. Нагрев происходит за счёт прохождения через лодочку или держатель тигля тока значительной величины. В высоком вакууме длина свободного пробега частиц превышает размеры установки и после испарения они проходят путь до подложки прямолинейно. Чертёж установки изображён на рисунке 16. Установка включает в себя: высоковакуумную камеру испарения ; подвижный модуль осаждения плёнок; систему откачки вакуумной камеры; источник тока для испарителей; устройство аргонового травления. Для того, чтобы установка могла использоваться для теневого напыления, она была модернизирована, а именно – установлен электропривод столика, позволяющий выставлять желаемый угол напыления.

На рисунке 17а изображены лодочки с распыляемым материалом, а также пластина для прогрева вакуумной камеры. В результате прогрева происходит обезгаживание элементов системы, улучшается достижимое разрежение в камере.



второй угол теневого напыления. Последний этап – осаждение 200 нм алюминия. Подложка извлекается из камеры и выполняется lift-off в ацетоне.

### 3.3 Электронно–лучевое напыление

В процессе электронно-лучевого напыления [11] для испарения материала используется пучок электронов высокой интенсивности. Электроны генерируются на спирали в результате термоэлектронной эмиссии. Вакуум в установке таков, что длина свободного пробега электронов больше, чем путь, которой они проходят до мишени. Для того, чтобы испаряемое вещество не взаимодействовало с катодом, спираль помещают в стороне от потока распыляемого вещества, рисунок 18. Электрическое поле между катодом (спираль) и анодом (тигель) ускоряет электроны, а магнитное поле изгибает траекторию.

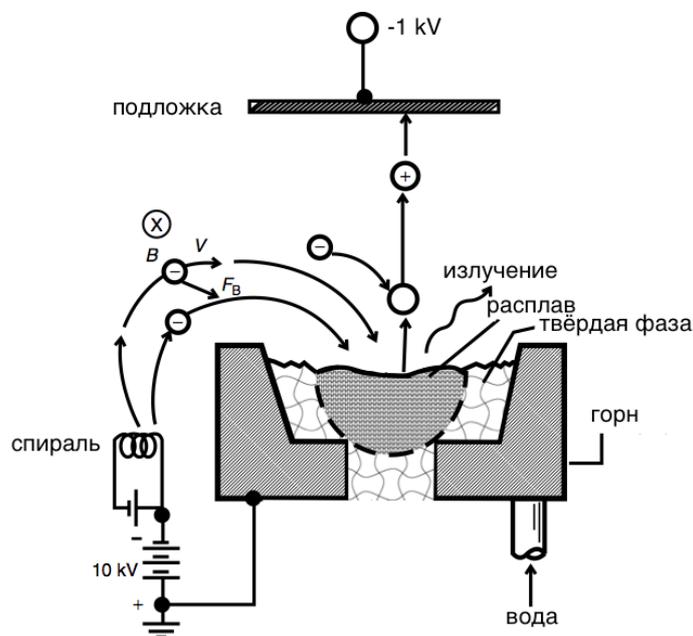
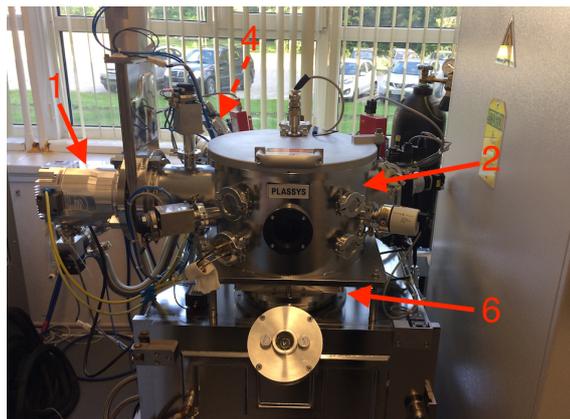


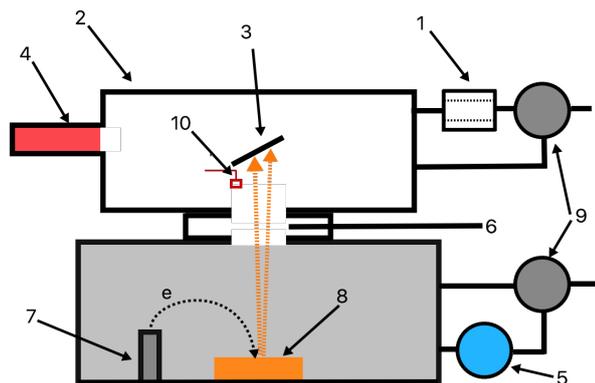
Рис. 18: Схема электронно-лучевого напыления

Тепловая энергия, выделяющаяся при электронном ударе, идёт на плавление и испарение материала из тигля. При этом, чтобы исключить паразитный нагрев, тигель охлаждается водой. Данная методика устраняет химические реакции между веществом тигля и испаряемым веществом, характерные для установок термического напыления. Вещество, остающееся в твёрдом состоянии играет роль своеобразного инертного тигля. На подложку может быть подан отрицательный потенциал, притягивающий ионы вещества, составляющие, однако, лишь малую фракцию всего испаряемого потока. С помощью метода электронно-лучевого напыления возможно использовать тугоплавкие материалы и химически активные вещества. Требования к чистоте и однородности материала мишени высоки, т.к. неоднородные включения могут вызвать резкое

повышение давления и выплёскивание частиц размером порядка микрона. В работе использовалась установка электронного напыления PLASSYS, расположенная в ИФТТ РАН, изображенная на рисунке 19. Принципиальная схема установки изображена на рисунке 19b. Обозначены: турбомоллекулярный насос 1; камера загрузки образца 2; поворотный столик 3; ионная пушка 4; крионасос камеры распыления 5; шиберный затвор между камерами 6; электронная пушка 7; мишень 8; форвакуумные насосы 9; датчик толщины 10. На рисунке 20 показан интерфейс программного обеспечения установки. В программе присутствует интерактивная схема, позволяющая осуществлять контроль работы.



(a) Внешний вид



(b) Схема

Рис. 19: Установка PLASSYS

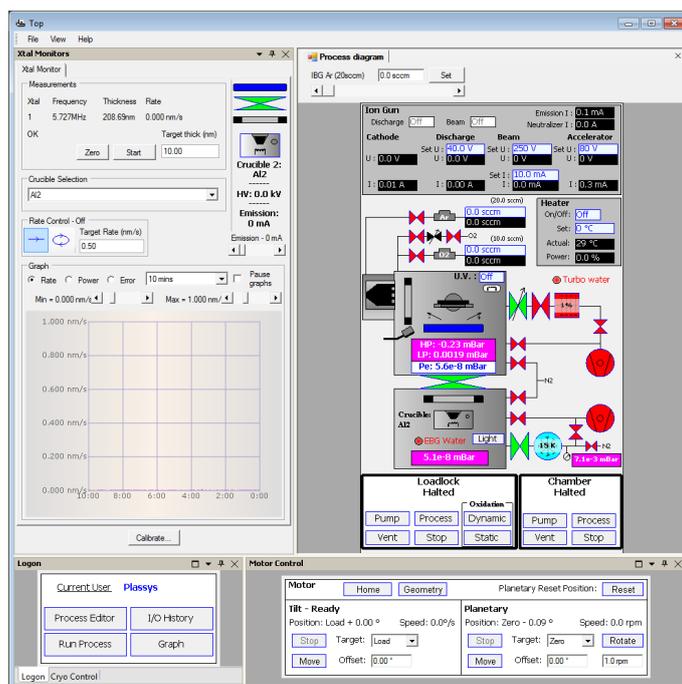


Рис. 20: Программа управления установкой PLASSYS

Использование отдельной загрузочной камеры существенно уменьшает время откачки. Толщина плёнки контролируется кварцевым датчиком толщины. Задаётся скорость напыления, которая поддерживается постоянной с помощью PID-регулятора (выход – электронный ток). Напыление выполняется следующим образом. После откачки до давления порядка  $5 \cdot 10^{-7}$  мбар в камеру напускается аргон и кислород, зажигается плазма. Ускоряющее напряжение заставляет ионы бомбардировать подложку, осуществляя её очистку. Очистка проходит в течении 15 секунд под каждым углом теневого напыления. Затем камера откачивается вновь. С подложкой, закрытой заслонкой, происходит распыление титана в течении двух минут. Титан, являясь химически активным веществом, связывает остаточные газы в камере и оседает на стенках, улучшая достижимый вакуум. Характерное давление при напылении  $10^{-7}$  мбар. Подложка выставляется на нужный угол, составляющий  $7.8^\circ$ , и напыляется 30 нм меди. Затем подложка поворачивается и происходит осаждение алюминия толщиной 200 нм. Подложка извлекается из камеры и выполняется lift-off в ацетоне.

### 3.4 Криостат $He^3$ HelioxVL

Измерения транспортных характеристик исследуемых объектов проводились на криогенной вставке HelioxVL компании Oxford Instruments. Принцип работы данного криостата основан на охлаждении жидкого гелия при откачке его паров [12]. Гелий испаряется, при этом тепло поглощается из окружающей среды. В системе используется два стабильных изотопа гелия —  $He^4$  и  $He^3$ . На рисунке 21 изображены зависимости давления насыщенного пара от температуры для упомянутых изотопов гелия. Следует также подчеркнуть, что мощность охлаждения из-за откачки экспоненциально падает с уменьшением температуры. Точки на кривых рисунка 21 соответствуют минимально возможной практически достижимой температуре — 1.3 К для  $He^4$  и 0.3 К для  $He^3$ .

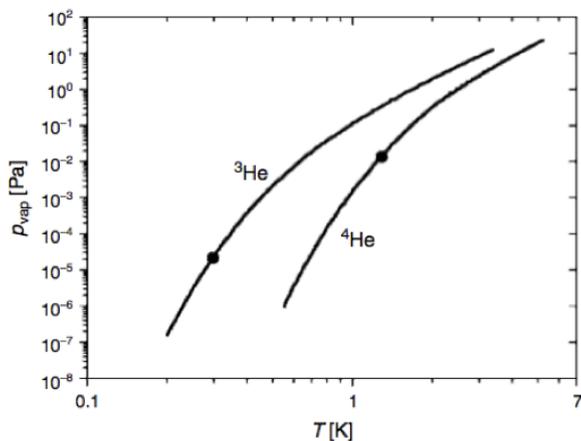


Рис. 21: Давление насыщенных паров

Процесс работы вставки изображён на рисунке 22. Перед охлаждением вставки в вакуумированный объём напускается обменный газ ( $He^4$ ). Вставка помещается в дьюар с жидким  $He^4$ , имеющим температуру при атмосферном давлении 4.2 К. Жидкий  $He^4$  откачивается из дьюара через капилляр и, минуя игольчатый клапан, попадает в одноградусную камеру. Игольчатый клапан регулирует поток жидкости. Пары гелия откачиваются, охлаждая одноградусную камеру до двух градусов Кельвина. При этом малый сорбционный насос поглощает обменный газ из вакуумной камеры. Нагревая основной сорбционный насос до 30 К, происходит высвобождение  $He^3$ , который, конденсируясь в одноградусной камере, собирается в камере  $He^3$ . После того, как конденсация завершилась, нагрев основного сорбционного насоса прекращается и начинается откачка  $He^3$ . В результате осуществляется охлаждение до 0.3 К.

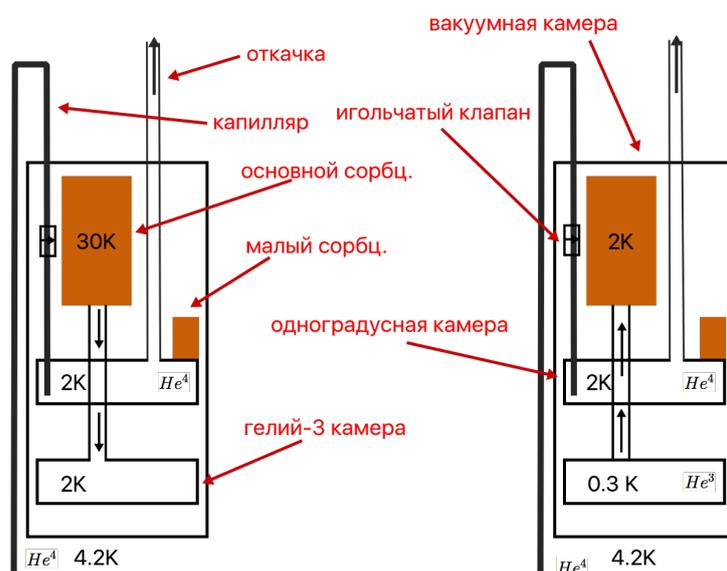


Рис. 22: Функционирование вставки

В работе использовался специальный держатель образца, показанный на рисунке 23. Держатель подключается к вставке с помощью 30-пинового коннектора 1. Термическая связь с камерой  $He^3$  осуществляется медной косой 2. На держателе установлен германиевый термометр 3 и нагревательный элемент 4, представляющий катушку из константановой проволоки с бифилярной намоткой. Данная система позволяет контролировать температуру держателя независимо от температуры гелиевой камеры в диапазоне 0.3К – 1.2К – 10К. Используется PID-регулятор температуры. Образец 5 приклеивается к держателю клеем БФ. Соединение контактных площадок образца и держателя осуществляется алюминиевой нитью, приваренной ультразвуковой сваркой. На держателе установлены RC-фильтры 6, выполненные в  $\tau$ -схеме. Частота среза 300Hz. Важно, что при криогенных температурах сопротивления не создают большой шум, однако очень сильно падает ёмкость конденсаторов. Следует, однако, с осторожностью пропускать большие токи ( $> 0.1mA$ ), так как произойдет нежелательный на-

грев фильтров и держателя.

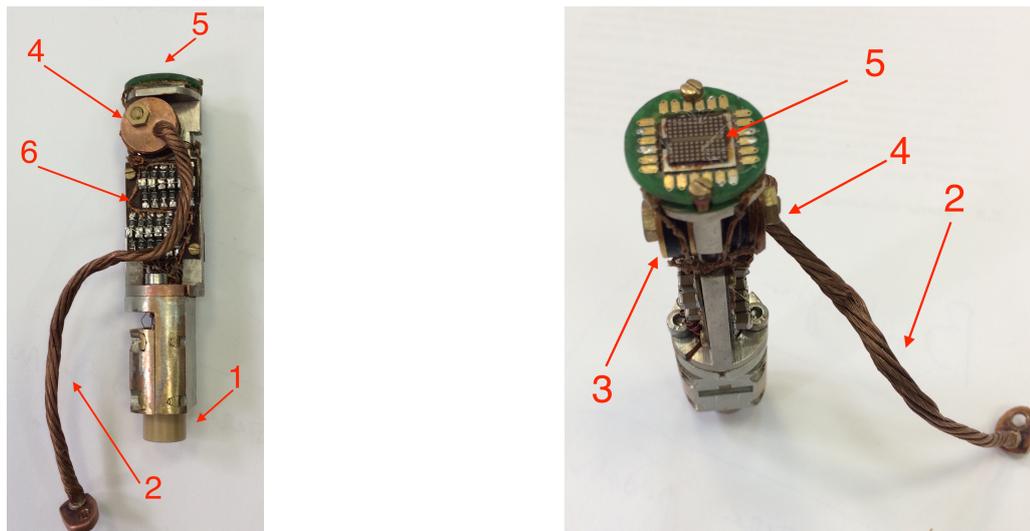


Рис. 23: Держатель образца

### 3.5 Методика транспортных измерений

Все измерения проводились по схеме “4-точка” с использованием высокоточных измерительных приборов Keithley 6220 (источник тока) и Keithley 2182A (вольтметр), рисунок 24. Использовались криогенные RC-фильтры (частота среза 300 Hz). Чтобы избежать повреждения образца от скачков напряжения были приняты специальные меры. При работе на установке ультразвуковой сварки использовался антистатический браслет, контактные площадки предварительно закорачивались между собой, а в измерительной схеме установлены ключи К1, К2, К3. При коммутации образца ключи гарантировано обеспечивают отсутствие скачков напряжения от измерительной схемы.

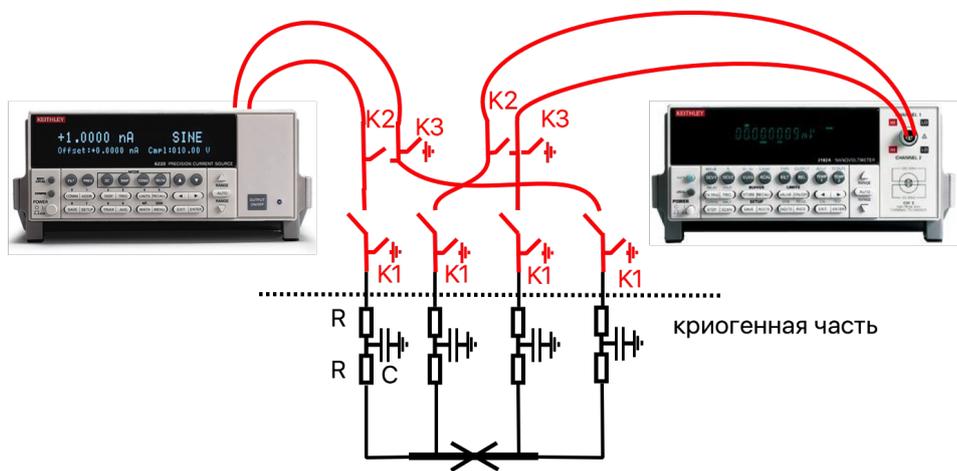


Рис. 24: Схема транспортных измерений

## 4 Результаты

### 4.1 Изготовление образцов

Дизайн образцов был разработан в соответствии с поставленной задачей. В качестве источника квазичастиц выступал центр проскальзывания фазы, электрохимические потенциалы конденсата и квазичастиц измерялись, соответственно, сверхпроводящими и нормальными пробами, рисунок 25. Маски под теневое напыление изготовлены в ЦКП МФТИ на электронном литографе.

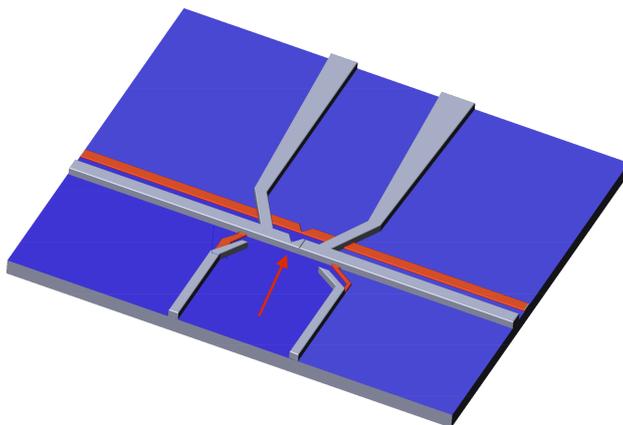


Рис. 25: Трёхмерная модель исследуемого объекта. Серый – сверхпроводник, оранжевый – нормальный металл. Стрелкой обозначена слабая связь.

Первые попытки изготовить образцы были выполнены на установке термического напыления. Используемые материалы – алюминий и золото. Использование золота сулило большие преимущества, т.к. в отличие от меди, золото не подвержено окислению. В силу переэкспонирования резиста, результаты оказались неудовлетворительными. Фотография образца со сканирующего электронного микроскопа приведена на рисунке 26.

Было принято решение отработать технологию на установке электронно-лучевого напыления PLASSYS. Расходование особо ценных материалов (золото) при имеющихся вопросах к качеству маски нецелесообразно. В качестве нормального металла была выбрана медь и для предотвращения окисления образцы хранились в вакууме.

Фотография со сканирующего электронного микроскопа одного из изучаемых объектов показана на рисунке 27. Пробы из нормального металла обозначены ‘N’, из сверхпроводника – ‘S’. Расстояние  $d$  между пробами варьируется для разных объектов от  $0.5$  до  $4\mu m$ . Присутствует дополнительная пара сверхпроводящих проб с промежутком  $10\mu m$ . Центр проскальзывания фазы возникает в месте сужения ‘PSC’ сверхпроводника.

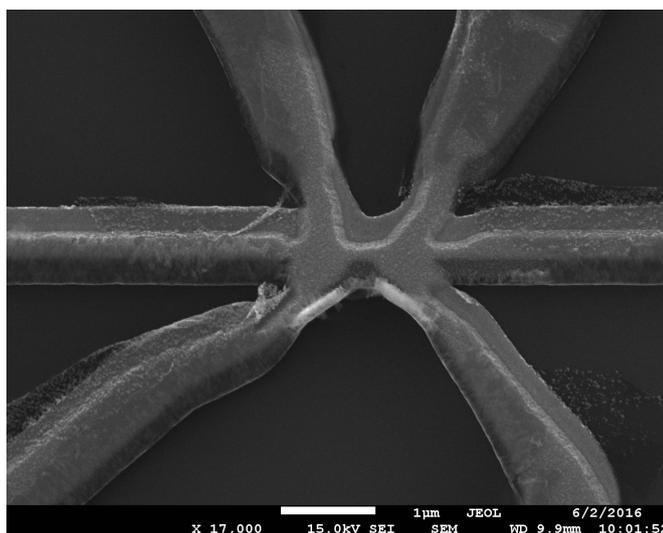


Рис. 26: После термического напыления. Переэкспонирование резиста

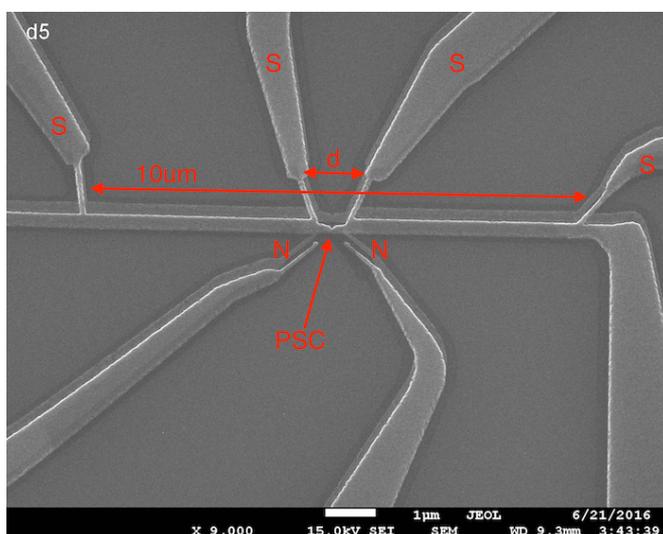


Рис. 27: Исследуемый объект. PSC – центр проскальзывания фазы

## 4.2 Транспортные измерения

Обратимся к данным измерений для объекта с расстоянием между сверхпроводящими пробами  $d = 0.5 \mu m$ , рисунок 28. Зависимости сопротивления от температуры при двух различных подключениях вольтметра ( $V_{ss1}$ ,  $V_{nn}$ ) показаны на рисунке 30.

Переход в сверхпроводящее состояние происходит при температуре  $T_C = 1.2 K$ . Однако, наибольший интерес представляют вольт-амперные характеристики образца — графики на рисунке 30. Напряжение измерялось между нормальными пробами ( $V_{nn}$ ) и между сверхпроводящими ( $V_{ss}$ ). Для всех температур вплоть до 1.01 K ВАХи для измерений нормальными пробами демонстрируют

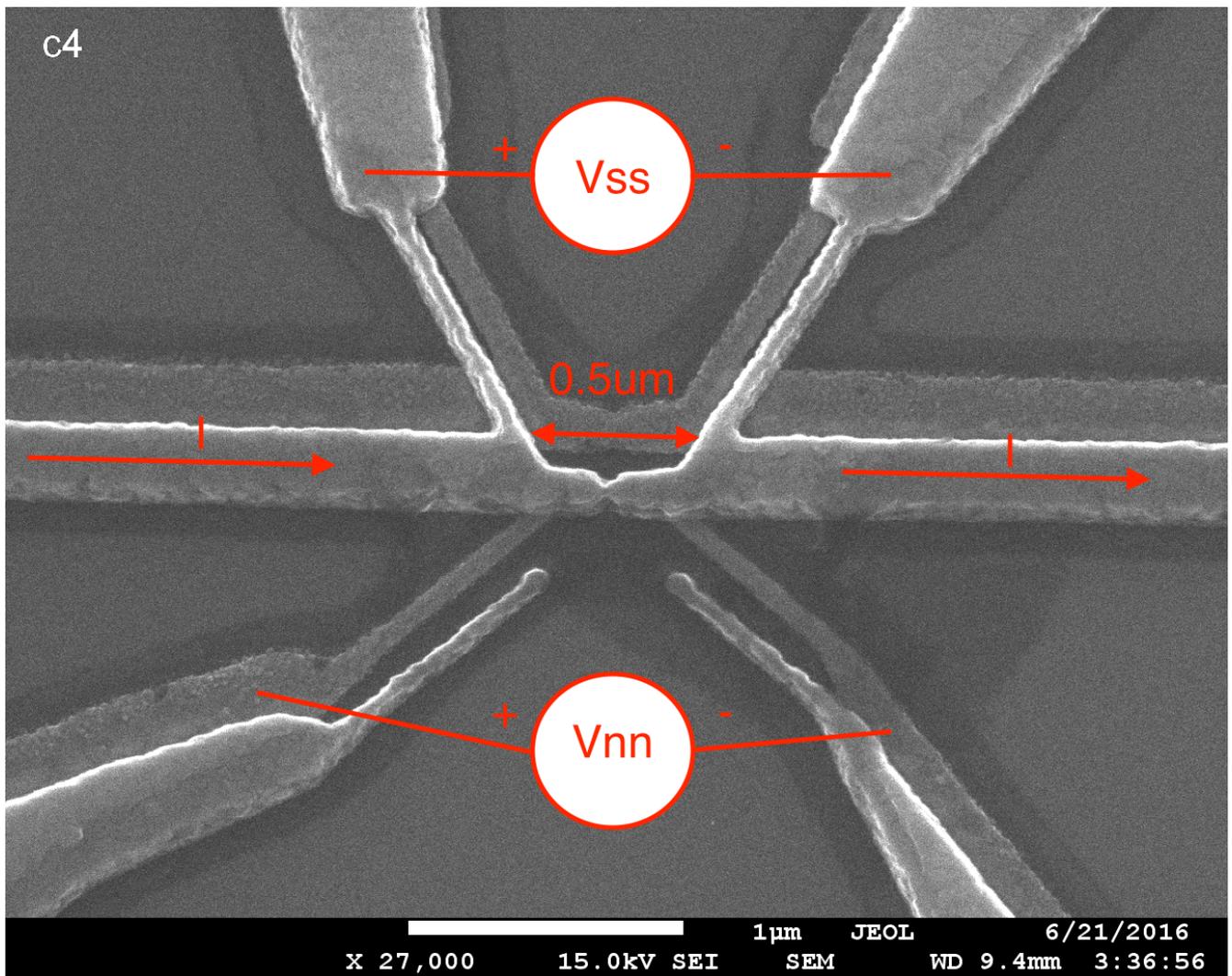


Рис. 28: Схема измерений объекта С4

сужающийся с ростом температуры гистерезис, обусловленный, по всей видимости, перегревом электронной подсистемы. Подобный эффект характерен для SNS-переходов [13]. Выше 1.01 К и до температуры 1.13 К на вольт-амперных характеристиках появляются участки с отрицательным дифференциальным сопротивлением. При росте тока наблюдается быстрый рост напряжения, потом такой же быстрый спад практически до нуля и, затем, скачкообразный выход на асимптотическую прямую, характерную для нормального состояния. ВАХи для измерений нормальными пробами не имеют низкотемпературного гистерезиса, однако вблизи  $T_C$  также проявляют немонотонное поведение. Гипотеза о связи данного поведения с возникновением кванта потока в колечке, образованном алюминием и медным шунтом, не состоятельна. Оценивая эффективную площадь колечка  $A \approx \frac{1}{20} \mu m^2$ , и учитывая, что квант потока  $\Phi_0 = 20 \frac{Oe}{\mu m^2}$ , находим необходимое поля порядка  $400 Oe$ . Однако, протекающие токи создают поля порядка единиц Эрстед. При попытке объяснить характерное поведение ВАХ следует учесть шунт из нормального металла, возникающий от паразитной тени. Длина нормального металла в образовавшемся SNS-переходе для данного образца составляет  $1.4 \mu m$ . Воспользуемся данными по зависимости критиче-

ского тока SNS–перехода от длины слабой связи. Измерения были проведены на образцах, изготовленных по такой же технологии и измеренных на той же установке. График зависимости  $I_C(d)$  показан на рисунке 29. Температура в данном эксперименте составляла 0.3 К. Экстраполируя данные, оценим критический ток для медных шунтов длиной 500 и  $1.5\mu m$ .

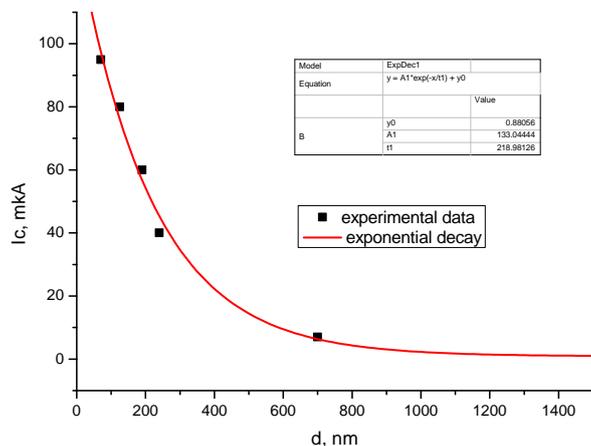


Рис. 29: Зависимость криттока SNS–перехода от длины слабой связи

Получаем значения  $I_C = 13.7\mu A$  для шунта длиной 500 нм и пренебрежимо малый критток  $0.2\mu A$  для полутора микронного шунта. Данные оценки справедливы для температуры 0.3К, с ростом температуры критток будет уменьшаться. По всей видимости, процесс, приводящий к такому поведению ВАХ, связан с перераспределением токов не только между двумя слабыми связями (SNS–переход и центр проскальзывания фазы), а так же с протеканием части тока через квазичастичный канал. При этом через слабые связи ток меньше критического, и напряжения на них не возникает. Интересный результат показала зависимость напряжения  $V_{ns}$  между находящимися на одном уровне пробами из сверхпроводника и нормального металла, рисунок 31. При низких температурах присутствует участок, обусловленный релаксацией зарядового разбаланса. При этом потенциал нормальной пробы больше, чем сверхпроводящей. Однако с приближением к  $T_C$  данный механизм выключается.

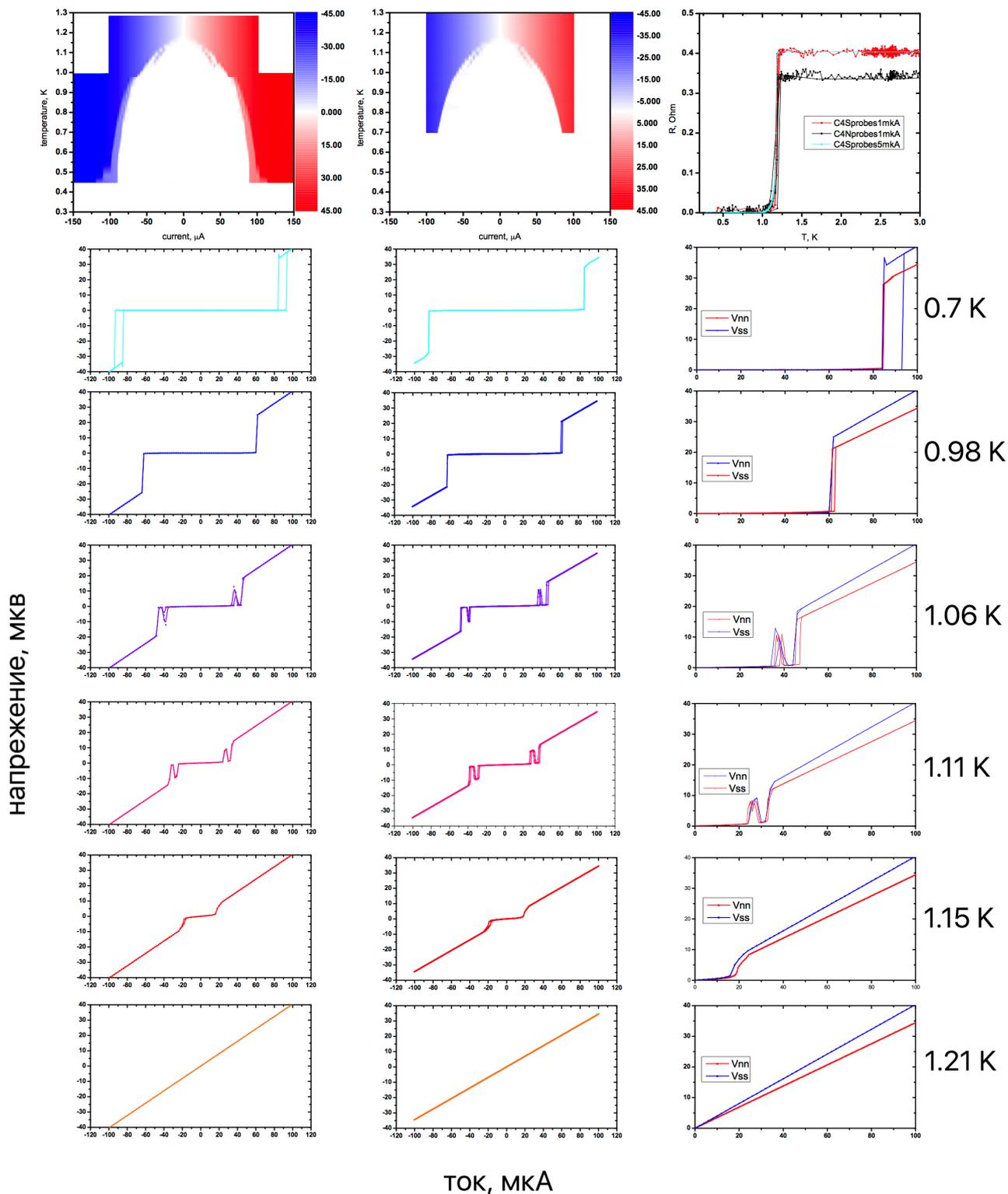


Рис. 30: Транспортные измерения объекта С4. Верху – вид ВАХ при разной температуре, справа – зависимость  $R(T)$ . Левая колонка соответствует измерениям сверхпроводящими пробами, центральная – нормальными, правая – сравнение ВАХ при разных температурах. Температуры для каждой строки указаны справа

Приведём теперь характеристики объекта с расстоянием между сверхпроводящими пробами  $d = 3\mu m$ . Данный образец был подключён только для измерений ближними сверхпроводящими пробами, рисунок 32. Зависимость сопротивления (при токе  $1\mu A$ ) от температуры показана на рисунке 33 в правом верхнем углу. Как и для предыдущего объекта,  $T_C = 1.2K$ . На рисунке 33 приведены вольт–амперные характеристики объекта в диапазоне температур  $0.38 - 1.18 K$ . Выше  $1.2 K$  ВАХи демонстрируют линейное поведение без каких-либо особенностей. Следует обратить внимание на температурную тенденцию характеристик. При температурах ниже  $0.9K$  при обратном проходе происходит скачок на промежуточную зависимость, и лишь потом возврат в бездиссипативный режим. Для диапазона температур  $0.9 - 1.16 K$  кривые имеют простой гистерезис. Его можно объяснить перегревом электронной подсистемы. Вблизи  $T_C$  вновь появляются промежуточные участки. В этом диапазоне температур были проведены дополнительные измерения. Однако поведения с возвратом в сверхпроводящее состояние после перехода в резистивное у данного объекта не возникает. По всей видимости, длина шунта играет важную роль в возникновении данного эффекта.

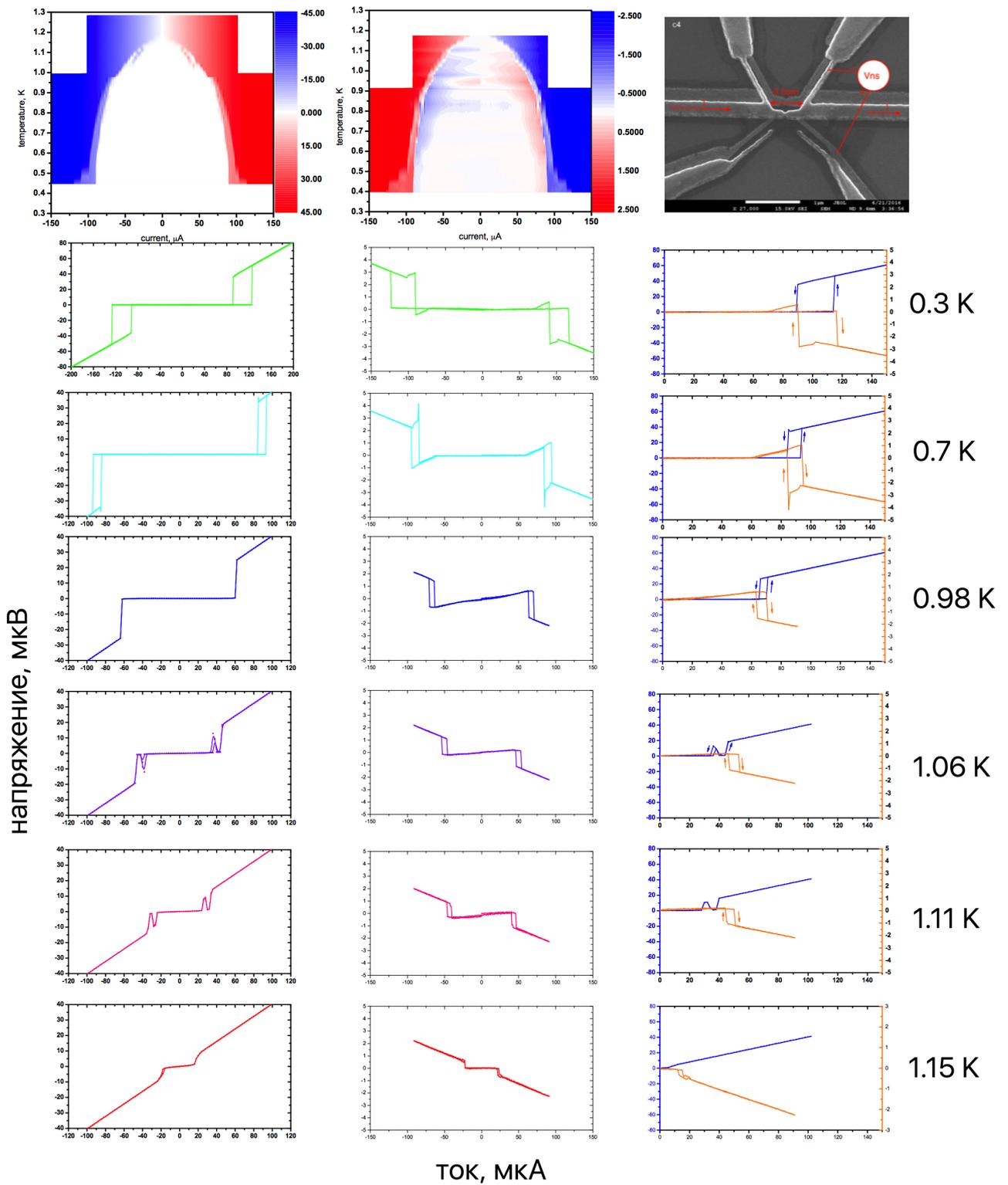


Рис. 31: Транспортные измерения объекта С4. Верху – вид ВАХ при разной температуре, справа – схема измерений. Левая колонка соответствует измерениям сверхпроводящими пробами, центральная – между нормальной и сверхпроводящей, правая – сравнение ВАХ при разных температурах. Температуры для каждой строки указаны справа

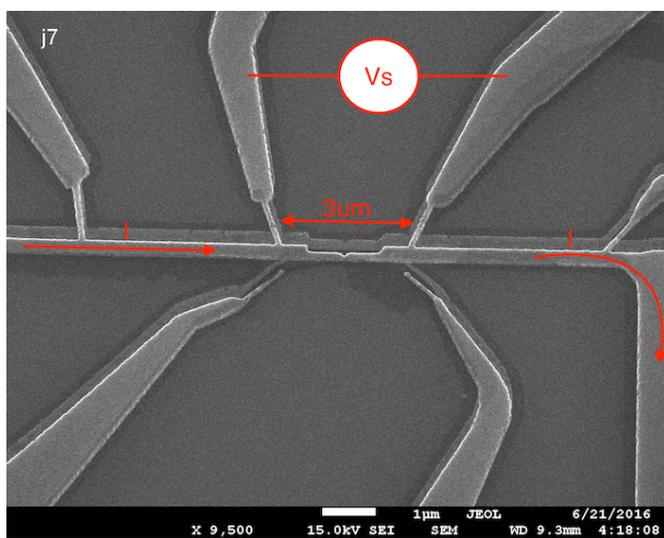


Рис. 32: Схема измерений объекта J7

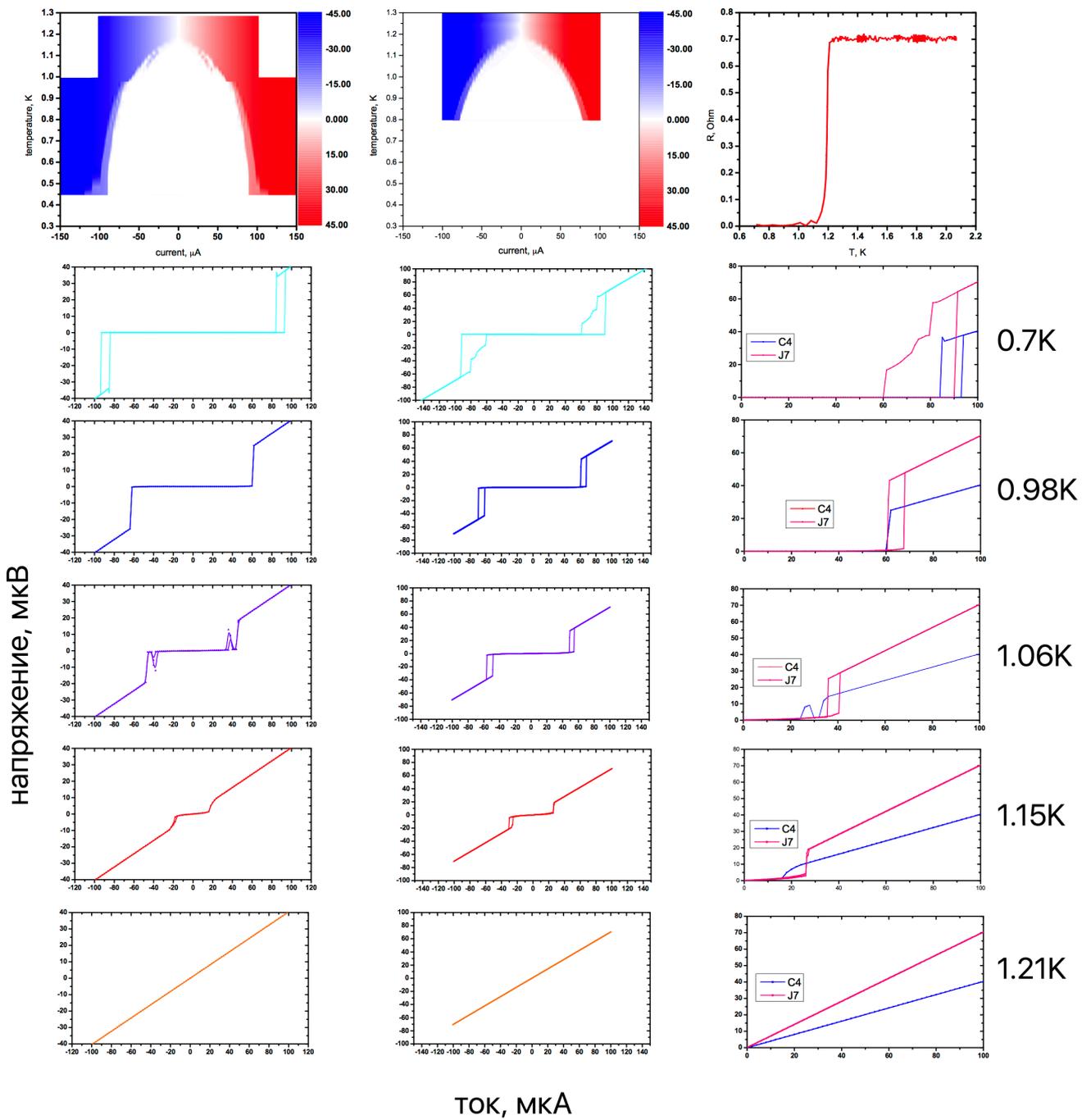


Рис. 33: Транспортные измерения объекта J7. Верху – вид ВАХ при разной температуре, справа – зависимость  $R(T)$ . Левая колонка соответствует измерениям сверхпроводящими пробами образца C4, центральная – образца J7, правая – сравнение ВАХ при разных температурах. Температуры для каждой строки указаны справа

## 5 Заключение

### 5.1 Оценка результатов

В ходе работы были получены следующие результаты:

- разработан дизайн образцов для исследования неравновесных процессов;
- в ИФТТ РАН и МФТИ отработан полный цикл создания субмикронных гетероструктур с использованием технологии теневого напыления;
- отработана техника эксперимента на криогенной вставке Heliox VL в диапазоне температур 0.3 – 1.2 К;
- исследованы транспортные характеристики изготовленных структур, обнаружено поведение ВАХ, вызванное неравновесными процессами;
- обнаружены особенности вольт–амперных характеристик образца, требующие дальнейшего детального изучения;

### 5.2 Дальнейшие исследования

Дальнейшую работу в рамках данного исследования можно подразделить на несколько частей.

Первая часть заключается в расширении возможностей изготовления структур. Необходимо освоить технологию теневого термического напыления, что позволит, впоследствии, осуществлять осаждение ферромагнитных материалов. Также следует провести работу по теневого напылению под тремя углами, что позволит избавиться от шунта из нормального металла.

Во–вторых, следует модернизировать технологию сверхнизкотемпературных измерений для более стабильного и точного поддержания температуры в более широком диапазоне.

В–третьих, необходимо провести дальнейшее исследование немонотонности ВАХ. Целесообразно провести измерения в зависимости от приложенного магнитного поля, а также с различными геометрическими параметрами.

Всё вышесказанное несомненно позволит более детально исследовать физику неравновесных процессов в сверхпроводниках, и, возможно, найти практические применения данных эффектов.

## 6 Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Рязанову В.В. за детальные и наглядные объяснения сложных физических явлений и постановку интересных задач. Научному руководителю Столярову В.С. за всестороннюю помощь в ходе работы, начиная от разработки структур и заканчивая измерениями готовых объектов. Егорову С.В. за помощь в освоении технологий производства субмикронных структур. Автор признателен Шишкину А. за работу по проведению литографии образцов, Скрябиной О.В. за консультации в ходе работы, Храпачу И. за помощь в освоении многочисленных экспериментальных методов, Батову И. Е. за полезные советы и указания в ходе работы, Степакову Н.С. за помощь в модернизации технологий изготовления и измерения образцов.

## Список литературы

- [1] National Security Agency. Superconducting Technology Assessment
- [2] John Clarke, Frank K. Wilhelm. Superconducting quantum bits. *Nature*, vol. 453
- [3] В.П. Кошелец. Сверхпроводящая электроника
- [4] V. A. Vas'ko, V. A. Larkin, P. A. Kraus, K. R. Nikolaev, D. E. Grupp, C. A. Nordman, and A. M. Goldman. Critical Current Suppression in a Superconductor by Injection of Spin-Polarized Carriers from a Ferromagnet. *Phys. Rev. Lett.* 78, 1334
- [5] J. Barden, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer. Theory of Superconductivity. *Phys. Rev.* 108, 1175
- [6] В.В.Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. МЦНМО Москва, 2000 г.
- [7] G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk. Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions. *Phys. Rev. B* 25, 7
- [8] C. J. Pethick, H. Smith. Charge imbalance in non-equilibrium superconductors. *J. Phys. C: Solid St. Phys.* 13 (1980)
- [9] A. M. Kadin, L. N. Smith, W. J. Skocpol. Charge imbalance waves and nonequilibrium dynamics near a superconducting phase-slip center. *Journal of Low Temperature Physics*, vol 38, nos 3/4, 1980
- [10] C. J. Dolan. Offset masks for lift-off photoprocessing. *Appl. Phys. Lett.* 1977. Vol. 31. P. 337.
- [11] K. S. Harsha. Principles of Physical Vapor Deposition of Thin Films. Elsevier, 2006.
- [12] Guglielmo Ventura, Lara Risegari. The Art of Cryogenics. Elsevier, 2008.
- [13] Courtois H., Meschke M., Peltonen J. T., Pekola J. P. Origin of Hysteresis in a Proximity Josephson Junction. *Phys. Rev. Lett.* Vol. 101. P. 067002