

Московский физико-технический институт

(государственный университет)

Институт физики твёрдого тела РАН

Гинзбург Лев Владимирович

**Исследование электронного транспорта в планарных  
микроструктурах на основе полупроводниковых  
нанопроволок, углеродных нанотрубок и  
сверхпроводников**

Выпускная квалификационная работа на соискание степени магистра

научный руководитель:

к.ф.-м.н. Батов Игорь Евгеньевич

Черноголовка 2018

# Содержание

<b>1 Определение ТФС джозефсоновских контактов с помощью асимметричного СКВИДа</b>	<b>2</b>
1.1 Введение . . . . .	2
1.2 Теоретическая часть. Измерение ТФС с помощью асимметричного СКВИДа . . . . .	4
1.3 Методы измерений и дизайн образцов. СКВИД . . . . .	8
1.4 Эксперимент. СКВИД . . . . .	10
1.5 Методы измерений и дизайн образцов. InAs-нанопроволока . . .	13
1.6 Эксперимент. InAs-нанопроволока . . . . .	13
<b>2 Дифференциальная проводимость и токовый шум в углеродных нанотрубках в режиме кулоновской блокады</b>	<b>17</b>
2.1 Кулоновская блокада . . . . .	17
2.2 Тепловой и дробовой шум . . . . .	20
2.3 Образец . . . . .	22
2.4 Методы измерений . . . . .	24
2.5 Эксперимент . . . . .	32
<b>3 Выводы</b>	<b>39</b>
<b>4 Список литературы</b>	<b>41</b>

Дипломная работа посвящена исследованию электронного транспорта в гибридных структурах на основе квазиодномерных материалов - полупроводниковых нанопроволок и углеродных нанотрубок.

В первой части предлагается метод измерения ток-фазовых соотношений (ТФС) с помощью асимметричного СКВИДа. Этот метод проверяется на тестовом образце с известным ТФС - туннельном джозефсоновском переходе. Данный метод планировалось применить к изучению свойств джозефсонских переходов с нетривиальными ТФС - таких, как переходы сверхпроводник / InAs-нанопроволока / сверхпроводник. Был создан образец с такой структурой и исследованы его дифференциальные вольт-амперные характеристики. На данном этапе измерение ТФС этого образца не оказалось возможным - по-видимому, критический ток был очень мал и размыт температурой - однако в дальнейшем возможно создание подобных структур с большим критическим током и исследование их ТФС предложенным методом.

Во второй части работы исследуются проводимость и токовый шум в квантовой точке на основе углеродной нанотрубки в режиме кулоновской блокады.

# 1 Определение ТФС джозефсоновских контактов с помощью асимметричного СКВИДа

## 1.1 Введение

Два сверхпроводящих участка, разделённых слабой связью, называют джозефсонским переходом. Такая слабая связь может быть изолятором, нормальным или ферромагнитным металлом, полупроводниковой структурой, узким местом в сверхпроводнике. Достаточно малый ток может протекать через джозефсоновский контакт без падения напряжения (и, следовательно, без

рассеяния энергии). Плотность бездиссипативного тока определяется разностью фаз сверхпроводящей волновой функции на берегах контакта  $\phi = \theta_2 - \theta_1$ . Максимальный возможный бездиссипативный ток контакта называют критическим током [1].

Существенной характеристикой джозефсоновского перехода является зависимость бездиссипативного тока от разности фаз на переходе (ток-фазовое соотношение). В большинстве случаев ТФС контакта можно представить в виде ряда по синусам:

$$I(\phi) = \sum_{n=1}^{\infty} I_n \sin(n\phi); \quad (1)$$

Как правило, для туннельных контактов можно считать, что  $I(\phi) = I_s \sin(\phi)$  [2]. Однако, для некоторых других типов контактов отличие ТФС от синусоидального может быть существенным. Так, в контактах с ферромагнетиком в качестве слабой связи ТФС может выглядеть как  $I(\phi) = -I_s \sin(\phi)$  (так называемые  $\pi$ -контакты) [3, 4]. Другие примеры нетривиальных ТФС наблюдались в джозефсоновских переходах на основе графена [5] или углеродной нанотрубки [6].

В последней из упомянутых работ был предложен метод измерения ТФС с использованием трёхконтактного СКВИДа. Предложенная схема проста в реализации и позволяет найти и ТФС, и вольт-амперную характеристику образца за один цикл измерений. Однако, данный способ требует изготовления двух туннельных джозефсоновских контактов с максимально одинаковыми критическими токами. Проведённые ниже вычисления показывают, что для измерений ТФС достаточно асимметричного двухконтактного СКВИДа. Также ниже предложен способ обработки результатов, который расширяет возможный диапазон значений критического тока исследуемого джозефсонов-

ского контакта.

В работе [7] предсказывается, что для джозефсоновских переходов на основе полупроводников с сильным спин-орбитальным взаимодействием (например, InAs) возможны ТФС, существенно отличающиеся от синусоидального. В [8] экспериментально наблюдались несколько наклонённые (отрицательная вторая гармоника) ТФС для контактов сверхпроводник / InAs-нанопроволока / сверхпроводник. В настоящее время структуры на основе InAs и InSb нанопроволок интенсивно исследуются в связи с перспективами создания новых приборов для спинtronики и квантовых вычислений [9]; была продемонстрирована возможность создания квантовых битов на базе структур Al / InAs-нанопроволока [10]. По этой причине структура алюминий / InAs-нанопроволока / алюминий была выбрана как объект для дальнейших исследований.

## 1.2 Теоретическая часть. Измерение ТФС с помощью асимметричного СКВИДа

В данной работе используется изменённый вариант схемы измерений ТФС из статьи [6]. Рассмотрим двухконтактный асимметричный СКВИД, в котором один из контактов (опорный) имеет синусоидальное ТФС и критический ток  $I_r$ , а второй (исследуемый) - критический ток  $I_j$  и неизвестное ТФС  $I_J(\phi) = I_j f(\phi)$  (здесь  $f(\phi)$  - неизвестная функция). Тогда

$$I_s = I_J(\phi) + I_r \sin(\phi_r), \quad (2)$$

$$\phi_r - \phi = 2\pi\Phi/\Phi_0; \quad (3)$$

где  $I_s$  - сверхток через СКВИД,  $\Phi$  - полный магнитный поток через контур, а  $\Phi_0$  - квант магнитного потока.

В первом приближении будем считать, что:

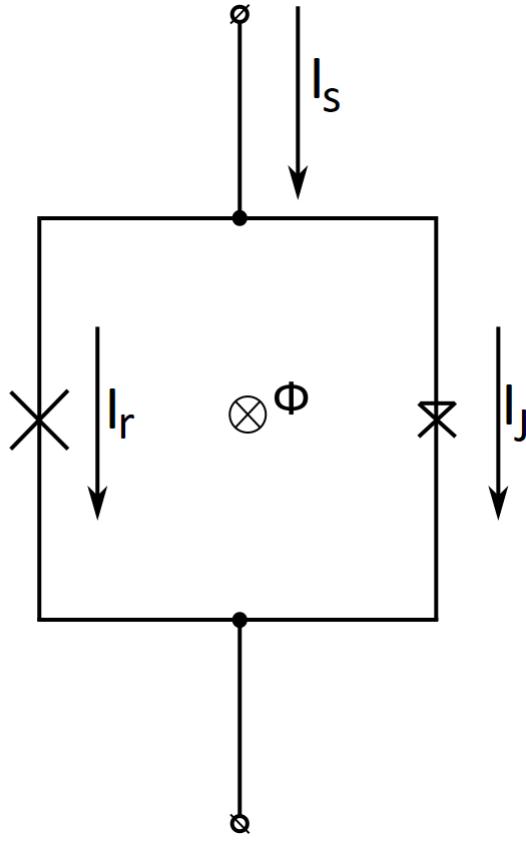


Рис. 1: Асимметричный двухконтактный СКВИД.

1. индуктивность  $L$  контура СКВИДа мала ( $LI_r \ll \Phi_0$ );
2. СКВИД сильно асимметричен:  $I_r \gg I_J$ .

В таком случае полный магнитный поток не отличается от внешнего потока. Рассмотрим максимальное значение тока через СКВИД при заданном внешнем поле:

$$I_{s,max} = \max(I_J(\phi_r - 2\pi\Phi/\Phi_0) + I_r \sin(\phi_r)); \quad (4)$$

так как  $I_r \gg I_J$ , то  $\phi_r \approx \pi/2$ , а  $I_{s,max} \approx I_J(\pi/2 - 2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}) + I_r$ . В таком случае ТФС - это просто сдвинутая и домноженная на коэффициент зависимость критического тока СКВИДа от внешнего поля.

На практике оказывается, что выполнить первое условие (малость собственной индуктивности) достаточно просто. Второе - не всегда; в частно-

сти, критический ток исследуемого контакта может существенно изменяться в зависимости от параметров системы (например, меняя потенциал затвора переходов сверхпроводник/ полупроводник/ сверхпроводник, можно изменять критический ток более чем на порядок [8]). В таком случае либо второе условие не будет выполняться для **больших** значений критического тока исследуемого контакта, либо для меньших значений придётся измерять очень маленькую переменную величину на фоне большой постоянной  $I_r$ .

Проанализируем, что будет, если заменить условия на менее сильные:

1. индуктивность  $L$  контура СКВИДа мала ( $LI_r \ll \Phi_0$ );
2. СКВИД асимметричен:  $I_r > I_j$ .

Теперь мы не можем считать  $\phi_r \approx \pi/2$ . При заданном значении внешнего поля максимальное значение сверхпроводящего тока через СКВИД соответствует некоторой фазе исследуемого контакта  $\phi = \phi_c$ . Условие на максимум:

$$\frac{dI_s}{d\phi} \Big|_{\phi=\phi_c} = \frac{dI_J}{d\phi} \Big|_{\phi=\phi_c} + I_r \cos(\phi_c + 2\pi\Phi/\Phi_0) = 0. \quad (5)$$

$\phi_c$  является функцией только магнитного потока. Рассмотрим теперь производную максимального сверхтока через СКВИД по магнитному потоку:

$$\begin{aligned} \frac{dI_{s,max}}{d\Phi} &= \frac{dI_J}{d\phi} \Big|_{\phi=\phi_c} \frac{d\phi_c}{d\Phi} + I_r \cos(\phi_c + 2\pi\Phi/\Phi_0) \frac{d\phi_c}{d\Phi} + \frac{2\pi I_r}{\Phi_0} \cos(\phi_c + 2\pi\Phi/\Phi_0) = \\ &= \left[ \frac{dI_J}{d\phi} \Big|_{\phi=\phi_c} + I_r \cos(\phi_c + 2\pi\Phi/\Phi_0) \right] \frac{d\phi_c}{d\Phi} + \frac{2\pi I_r}{\Phi_0} \cos(\phi_c + 2\pi\Phi/\Phi_0). \end{aligned} \quad (6)$$

С учётом предыдущего равенства выражение в квадратных скобках равно 0, поэтому:

$$\frac{dI_{s,max}}{d\Phi} = \frac{2\pi I_r}{\Phi_0} \cos(\phi_c + 2\pi\Phi/\Phi_0). \quad (7)$$

Таким образом можно выразить  $\phi_c$  из измеряемых величин:

$$\cos(\phi_c + 2\pi\Phi/\Phi_0) = \frac{\Phi_0}{2\pi I_r} \frac{dI_{s,max}}{d\Phi}; \quad (8)$$

$$\phi_c = \pm \arccos \left( \frac{\Phi_0}{2\pi I_r} \frac{dI_{s,max}}{d\Phi} \right) - 2\pi\Phi/\Phi_0 + 2\pi k. \quad (9)$$

где  $k$  - произвольное целое число. Слагаемое  $2\pi k$ , очевидно, можно опустить; неопределённость со знаком пока что оставим. Теперь выразим ток через исследуемый контакт:

$$I_J(\phi_c) = I_{s,max} - I_r \sin(\phi_c + 2\pi\Phi/\Phi_0) = I_{s,max} \pm \pm I_r \sqrt{1 - \cos^2(\phi_c + 2\pi\Phi/\Phi_0)} = I_{s,max} \pm I_r \sqrt{1 - \left( \frac{\Phi_0}{2\pi I_r} \frac{dI_{s,max}}{d\Phi} \right)^2} \quad (10)$$

Неопределенность со знаком есть и здесь, однако  $I_J(0) = 0$ , поэтому подходит только -. В таком случае  $\sin(\phi_c + 2\pi\Phi/\Phi_0) > 0$ , следовательно  $\phi_c + 2\pi\Phi/\Phi_0 \in [0, \pi]$ , и тогда становится понятно, какой знак надо было выбрать в выражении для  $\phi_c$ :

$$\phi_c = \arccos \left( \frac{\Phi_0}{2\pi I_r} \frac{dI_{s,max}}{d\Phi} \right) - 2\pi\Phi/\Phi_0. \quad (11)$$

Осталось только учесть, что на практике известен не магнитный поток через СКВИД, а ток через катушку, создающий магнитное поле. Обозначим его  $I_{sol}$ . Для малой индуктивности контура  $\Phi = \lambda I_{sol}$ ,  $\lambda = const$ . Обозначим период по току соленоида (соответствует одному кванту потока)  $I_{sol,0}$ . Итоговое выражение для ТФС исследуемого контакта, выраженное в измеряемых в эксперименте величинах:

$$\phi_c = \arccos \left( \frac{I_{sol,0}}{2\pi I_r} \frac{dI_{s,max}}{dI_{sol}} \right) - 2\pi I_{sol}/I_{sol,0}; \quad (12)$$

$$I_J(\phi_c) = I_{s,max} - I_r \sqrt{1 - \left( \frac{I_{sol,0}}{2\pi I_r} \frac{dI_{s,max}}{dI_{sol}} \right)^2}. \quad (13)$$

Критический ток опорного контакта  $I_r$  можно измерить независимо, а можно подобрать как параметр, при котором  $I_J(\phi_c)$  проходит через начало координат.

### 1.3 Методы измерений и дизайн образцов. СКВИД

Для проверки метода измерения ТФС исследовался джозефсоновский контакт с заведомо известным синусоидальным ТФС. Был изготовлен СКВИД, состоящий из двух контактов сверхпроводник / изолятор / сверхпроводник. Как известно, такой тип контактов обладает синусоидальным ТФС [11]. В дальнейшем контакт с большим критическим током считался опорным, с меньшим - исследуемым. Сравнение ТФС, полученных из экспериментальных данных по формулам (12, 13), с ожидаемой синусоидальной зависимостью может подтвердить или опровергнуть работоспособность данного метода.

Образец изготавливался в несколько этапов. Сначала на подложку из оксидированного кремния напылялись последовательно слои ниobia (толщина 120 нм), алюминия (8 нм, окислялся сразу после напыления) и опять ниobia (120 нм). Для каждого последующего этапа предварительно наносился слой резиста, на котором фотолитографией создавалась маска для травления или напыления. Ниобий травился в вакуумной камере в атмосфере  $CF_4$ , окисленный алюминий - раствором  $KOH$ . Затем структура покрывалась слоем изолятора с помощью анодирования и напылялись резисторы из 200 нм слоя  $CuAl$ . Наконец, сверху напылялись ещё два слоя ниobia (250 нм и 450 нм). Изготовление образца осуществлялось в несколько вакуумных циклов, в каждый из которых поверхность очищалась ионным травлением.

Схема образца показана ниже. Сначала были изготовлены два джозефсоновских контакта, соединённые с одной стороны (все слои, кроме последнего

- 450 нм ниобия). Для того, чтобы вольт-амперные характеристики контактов были однозначными, параллельно им были включены шунтирующие резисторы из  $CuAl$  сопротивлением примерно 1,5 Ом. В такой геометрии были измерены вольт-амперные характеристики каждого из контактов. Затем был добавлен последний слой ниобия, замкнувший кольцо СКВИДа. Размеры кольца были насколько возможно уменьшены (внутренний размер кольца СКВИДа -  $5 \times 5$  мкм, внешний -  $55 \times 35$ ), чтобы выполнялось условие на малость собственной индуктивности. В итоге,  $L I_r / \Phi_0 \approx 0.15$  - оценка выполнена из геометрических размеров с помощью программы FastHenry.

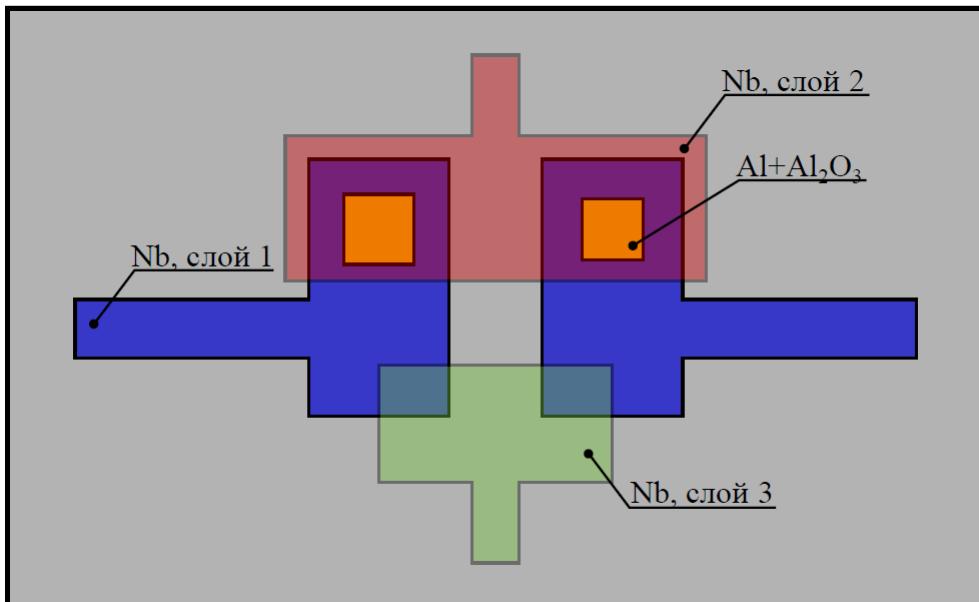


Рис. 2: Схема образца. Перед напылением последнего слоя ниобия (обозначен зелёным цветом) проводились измерения вольт-амперных характеристик джозефсоновских контактов отдельно. Затем напылялся последний слой и выполнялись измерения ТФС. Шунтирующие сопротивления не показаны.

Все измерения со СКВИДом проводились в Не-4 криостате при температуре 4,2 К по стандартной четырёхточечной схеме с использованием RC-фильтров для уменьшения уровня шумов. Для создания магнитного поля использовалась катушка из 10 витков медного провода. Внешнее магнитное поле

подавлялось с помощью сверхпроводящего экрана, окружавшего образец.

## 1.4 Эксперимент. СКВИД

Первая стадия измерений заключалась в проверке джозефсоновских контактов СКВИДа по отдельности (до напыления верхнего слоя ниобия). Вольт-амперные характеристики этих контактов соответствуют ожидаемым для шунтированных SIS-контактов. Измеренный критический ток равен  $43 \pm 2$  мА для большего контакта и  $7.5 \pm 1.0$  мА для меньшего.

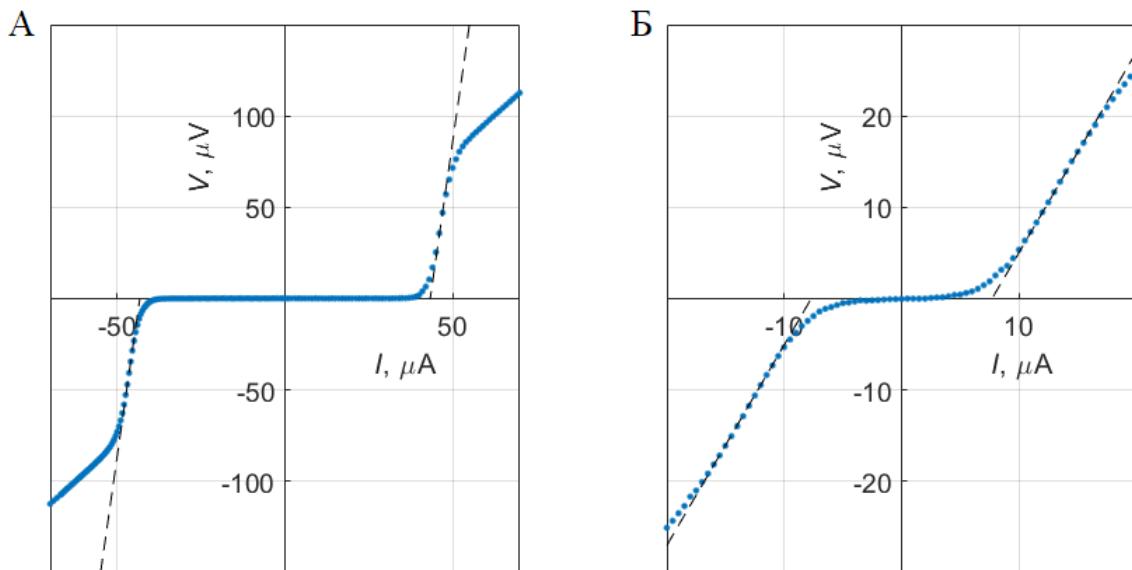


Рис. 3: Вольт-амперные характеристики двух джозефсоновских переходов СКВИДа. В дальнейшем переход с большим критическим током использовался как опорный, с меньшим - как исследуемый.

Затем был напылён верхний слой ниобия, замкнувший кольцо СКВИДа, и измерена зависимость критического тока СКВИДа от тока в катушке. Видно, что полученная зависимость периодична, однако максимум центральный кривой несколько смещён из нуля. Это объясняется ненулевой собственной

индуктивностью СКВИДа - действительно, кривая, измеренная для того же образца при замене направления тока через СКВИД на противоположное, сдвинута примерно на ту же величину в другую сторону.

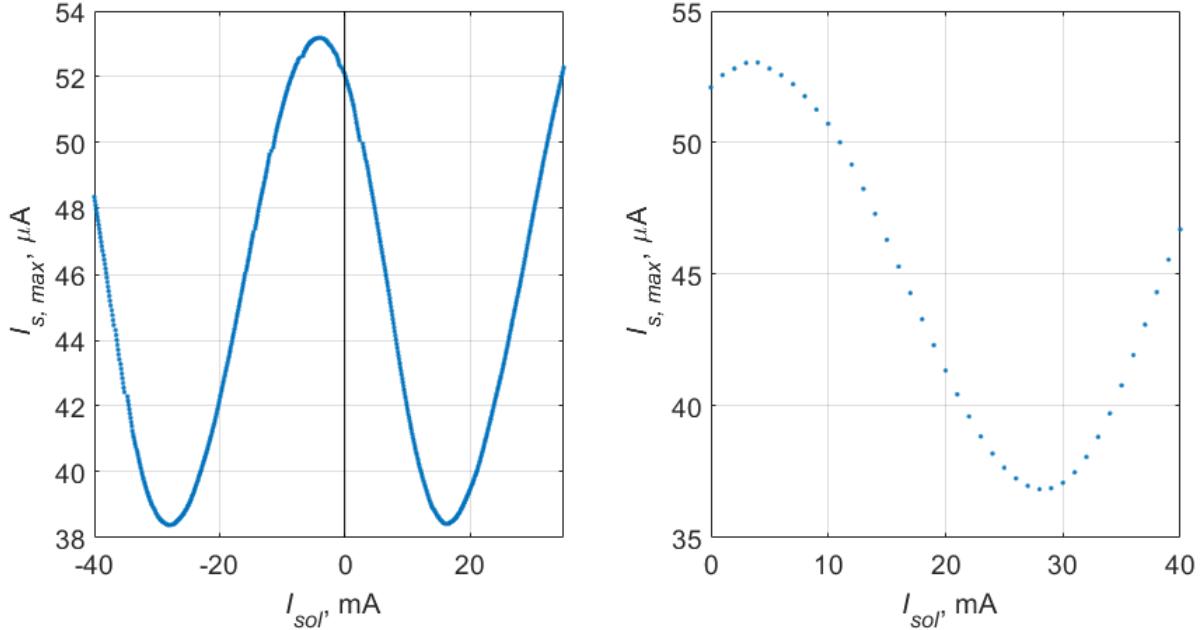


Рис. 4: Слева: зависимость критического тока СКВИДа от тока в катушке. Справа: та же зависимость, снятая менее подробно и при изменённом на противоположное направлении тока в СКВИДе.

Измеренная зависимость  $I_{s,max}$  от  $I_{sol}$  сдвигалась так, чтобы максимум оказался в нуле. Затем в каждой точке численно считалась производная, и по полученным ранее формулам (12, 13) было рассчитано ТФС исследуемого контакта. Критический ток большего контакта в данном случае был параметром, который подбирался так, чтобы полученное ТФС проходило через начало координат. Полученный таким образом критический ток (43.6 мкА) находится в соответствии с результатами предварительных измерений.

Однако рассчитанное из экспериментальных данных ТФС всё же несколько отличается от зависимости  $I_c \sin(\phi)$  с соответствующей амплитудой ( $I_c =$

7.45 мкА). Данное расхождение - ещё один эффект, вызванный ненулевой индуктивностью контура СКВИДа. В работе [13] была построена и применена к этим данным теоретическая модель, позволяющая рассчитать измеряемую зависимость критического тока СКВИДа от поля для произвольной индуктивности. Результаты показаны на графике, взятом из этой работы. Как видно, расчётная кривая в пределах погрешности совпадает с измеренной для индуктивности  $l = \pi \frac{L(I_r + I_J)}{\Phi_0} \sim 0.25$ , что близко к результатам оценки индуктивности из геометрии образца.

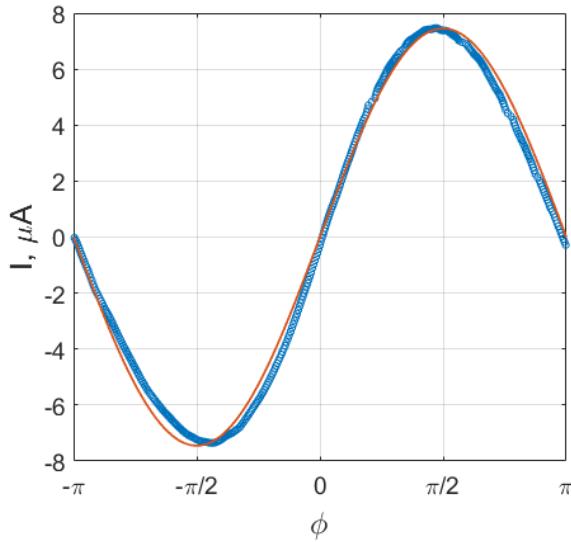


Рис. 5: ТФС малого джозефсоновского перехода, полученное из экспериментальных данных (синие точки), и ожидаемая синусоидальная форма (оранжевая кривая).

ТФС (оранжевая кривая).

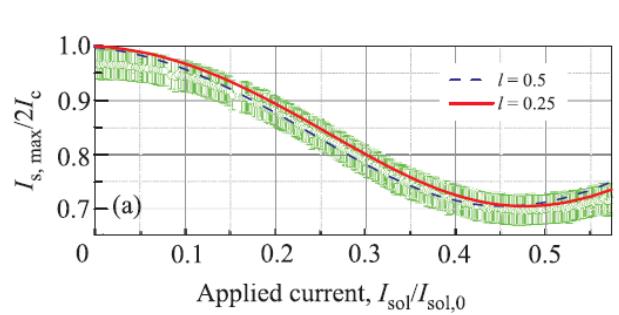


Рис. 6: Рассчитанная зависимость критического тока через СКВИД от тока в катушке при учёте ненулевой

собственной индуктивности (красная и синяя линии), сравнение с экспериментом (зелёный цвет). Из работы [13].

## 1.5 Методы измерений и дизайн образцов. InAs-нанопроволока

Изображение образца со сканирующего электронного микроскопа показано ниже. В центре расположена недопированная InAs-нанопроволока, выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии на кремниевой подложке. Нанопроволоки были отделены с помощью ультразвуковой ванны и затем нанесены на допированную кремниевую подложку, покрытую слоем  $SiO_2$ . Затем стандартной электронно-лучевой литографией были созданы сверхпроводящие (алюминиевые) контакты [12].

Измерения проводились по стандартной четырёхточечной схеме в криостате растворения при температурах 30 мК и 0.5 К. Низкая температура в таком типе криостатов достигается за счёт расслоения на две фазы смеси изотопов Не3 и Не4. Если откачивать пары фазы, богатой Не4, то будет уходить в первую очередь лёгкий изотоп (за счёт много большего давления насыщенных паров последнего при низких температурах). Однако при любой температуре эта фаза содержит не менее 6% Не3, поэтому он начинает переходить из фазы с высоким содержанием Не3 в фазу с высоким содержанием Не4, за счёт чего смесь охлаждается.

## 1.6 Эксперимент. InAs-нанопроволока

Для образца с InAs-нанопроволокой были исследованы зависимости дифференциальной проводимости от напряжения смещения при различных значениях напряжения на заднем затворе  $V_{bg}$ . Измерения были проведены для двух участков нанопроволоки и при двух значениях температуры – 30 мК и 0.5 К. Отметим, что при малых напряжениях на затворе проводимость образца мала, и слабо выражены особенности, связанные со сверхпроводимостью.

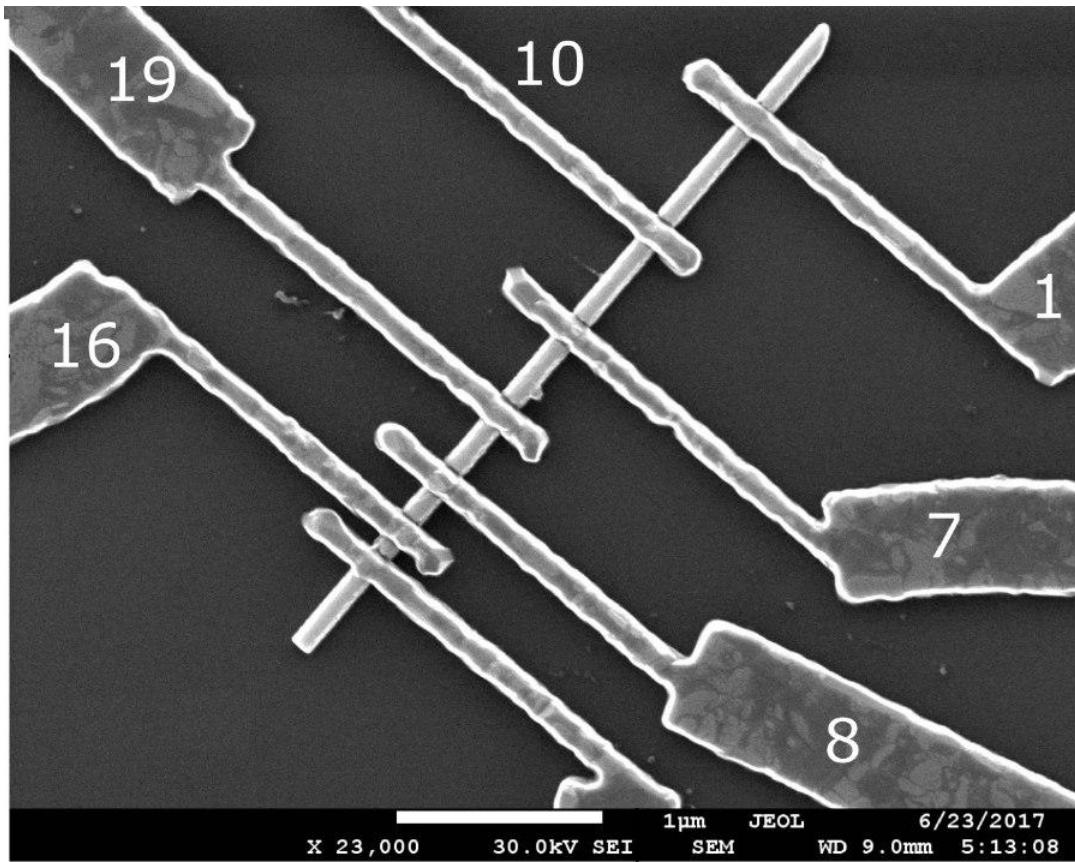


Рис. 7: Изображение многотерминальной структуры Al/ InAs-нанопроволока/ Al, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. В эксперименте исследовались зависимости дифференциального сопротивления от тянувшего напряжения, измеренные на образце между контактами 16-8 и 8-19.

В дифференциальной проводимости  $G(V)$  мы наблюдали отчетливые максимумы проводимости при напряжениях смещения, соответствующих удвоенной энергии сверхпроводящей щели в алюминии  $2\Delta_{Al} \approx 0.4$  мэВ . При  $V_{bg} \geq 20$  В видны также особенности в дифференциальной проводимости при напряжениях  $V = \pm\Delta_{Al}/e$ . Полученные экспериментальные результаты объясняются в рамках представлений о многократном андреевском отражении в структурах Al/InAs-нанопроволока/Al.

В эксперименте нам не удалось обнаружить сверхпроводящий ток в исследуемых структурах Al/InAs-нанопроволока/Al. Вместе с тем, в дифференци-

альной проводимости структур  $G$  был обнаружен пик при нулевом напряжении смещения (рис. 8-10). При температуре 30 мК и больших затворных напряжениях, соответствующих высоким концентрациям носителей в InAs-нанопроволоке, дифференциальная проводимость при нулевом напряжении смещения оказалось существенно выше, чем проводимость при напряжениях  $V > 2\Delta_{Al}/e$ . Это свидетельствует, в частности, о высокой прозрачности границы раздела между сверхпроводником и полупроводниковой нанопроволокой.

Для исследуемых образцов изучение ТФС не представлялось возможным. В дальнейшем мы планируем использовать двухстадийную чистку поверхности полупроводниковых InAs-нанопроволок в кислородной плазме и ионами аргона, что позволит создать джозефсоновские структуры сверхпроводник / InAs-нанопроволока / сверхпроводник с ненулевым значением критического тока [14] и провести измерения ТФС для таких структур.

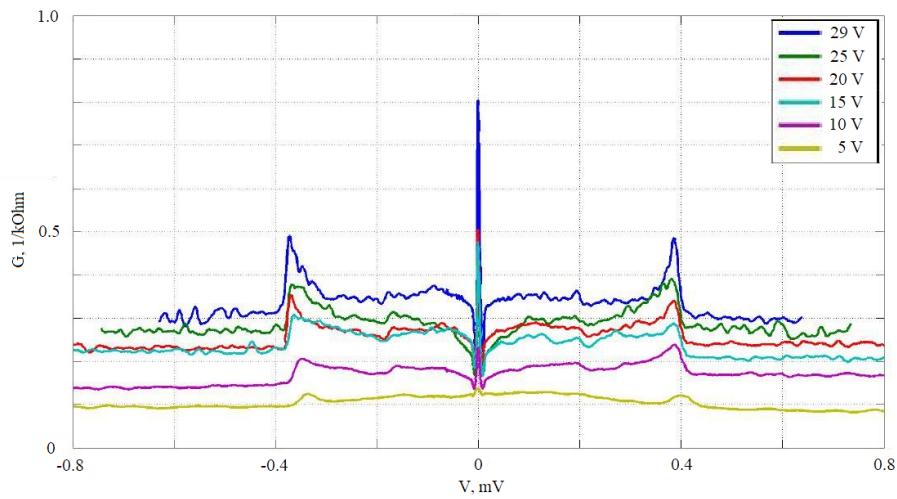


Рис. 8: Участок нанопроволоки 16-8. Зависимости дифференциальной проводимости  $G$  от напряжения на образце  $V$  для различных значений напряжения на заднем затворе  $V_{bg}$ . Измерения проведены при температуре 0.5 К.

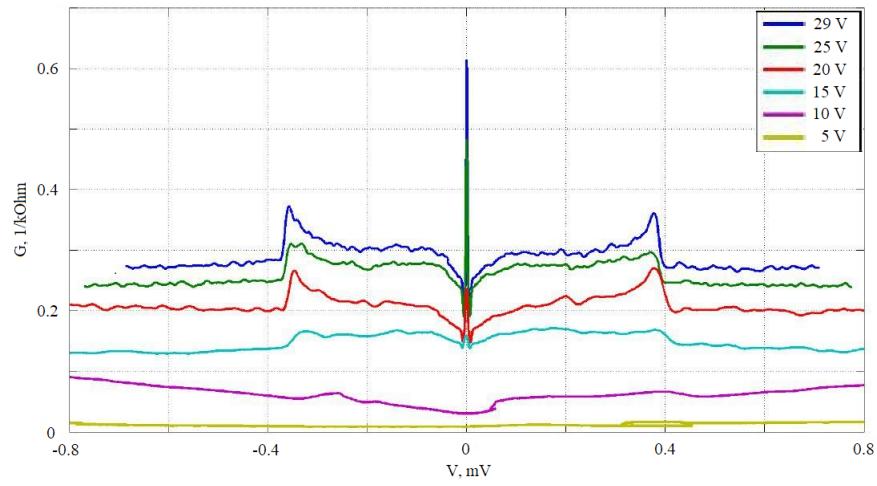


Рис. 9: Участок нанопроволоки 8-19. Зависимости дифференциальной проводимости  $G$  от напряжения на образце  $V$  для различных значений напряжения на заднем затворе  $V_{bg}$ . Измерения проведены при температуре 0.5 К.

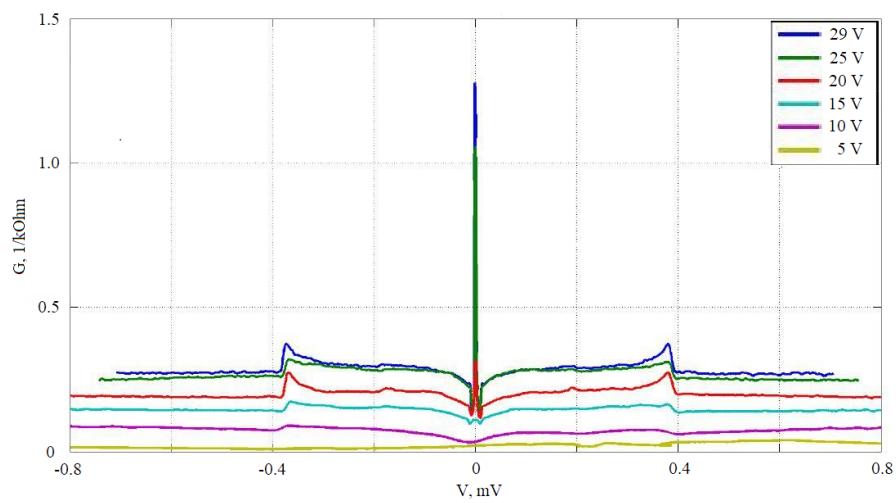


Рис. 10: Участок нанопроволоки 8-19. Зависимости дифференциальной проводимости  $G$  от напряжения на образце  $V$  для различных значений напряжения на заднем затворе  $V_{bg}$ . Измерения проведены при температуре 30 мК.

## 2 Дифференциальная проводимость и токовый шум в углеродных нанотрубках в режиме кулоновской блокады

### 2.1 Кулоновская блокада

Проводящий остров, соединённый туннельными контактами с двумя массивными проводниками и ёмкостной связью с затвором, называют одноэлектронным транзистором (см. схему на Рис. 11). Для достаточно маленького острова и достаточно низкой температуры -  $T \ll e^2/2Ck_b$  (где  $C$  - сумма ёмкостей обоих туннельных контактов  $C_1$  и  $C_2$  и ёмкости между островом и затвором  $C_g$ ) - тепловые флуктуации недостаточно велики, чтобы изменить количество электронов на острове при малых значения  $V_{bias}$ . Проход электронов через одноэлектронный транзистор заблокирован. Это явление называют кулоновской блокадой.

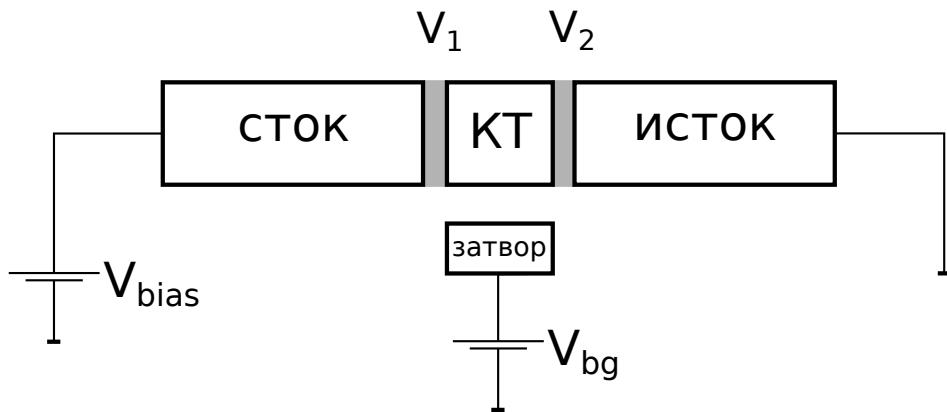


Рис. 11: Схематическое изображение одноэлектронного транзистора.

Используя простейшую модель, найдём области значений  $V_{bg}$  и  $V_{bias}$ , при которых транспорт электронов заблокирован. Заметим, что туннелирование электронов может изменить электростатическую энергию острова только на

дискретную величину; в то же время  $V_{bg}$  изменяет эту же энергию непрерывно [15]. Эффективный заряд на острове:

$$q = -ne + q_0 + C_g(V_{bg} - V_2) \quad (14)$$

где  $n$  - количество электронов на острове,  $q_0$  - фоновый сдвиг по заряду (наведён окружением). Напряжения на тунNELьных контактах:

$$V_1 = \frac{(C_2 + C_g)V_{bias} - C_gV_{bg} + ne - q_0}{C}, \quad (15)$$

$$V_2 = \frac{C_1V_{bias} + C_gV_{bg} - ne + q_0}{C} \quad (16)$$

Изменение электростатической энергии при прохождении одного электрона включает изменение энергии, запасённой в ёмкостях и работу источника. Выразим изменение свободной энергии при прохождении электрона через первый или второй контакты:

$$\Delta F_1^\pm = \frac{e}{C} \left( \frac{e}{2} \pm ((C_2 + C_g)V_{bias} - C_gV_{bg} + ne - q_0) \right), \quad (17)$$

$$\Delta F_2^\pm = \frac{e}{C} \left( \frac{e}{2} \pm (C_1V_{bias} + C_gV_{bg} - ne + q_0) \right) \quad (18)$$

При нулевой температуре переходы между состояниями с разным числом электронов разрешены только при отрицательном значении изменения свободной энергии,  $\Delta F_1 < 0$  или  $\Delta F_2 < 0$ . Используя эти условия, можно нарисовать ожидаемую картину "кулоновских ромбов" [16]. На ней закрашенные серым цветом области соответствуют целому числу зарядов на острове и подавленному туннелированию. Вне ромбов возможно поочерёдное туннелирование электронов через два барьера.

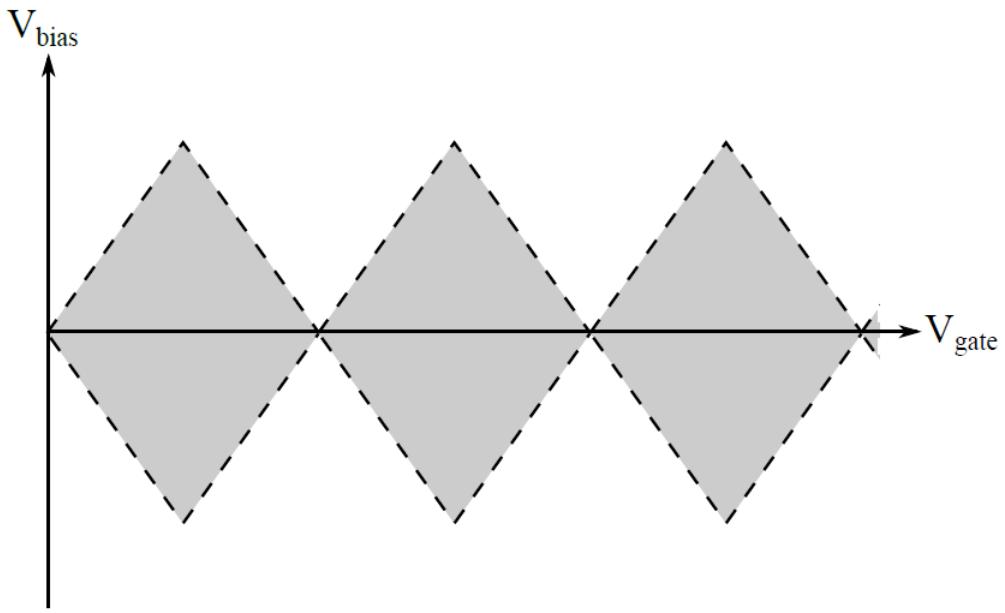


Рис. 12: "Кулоновские ромбы".

Заметим, что предложенная выше модель является существенным упрощением и показывает только качественную картину. В частности, при изменении числа электронов на островке меняется также его химический потенциал (и это изменение необходимо добавить к изменению электростатической энергии); для фиксированного количества электронов всегда есть, кроме основного, ещё множество возбуждённых состояний. Также для реальных образцов необходимо учитывать вырождение уровней - четырёхкратное в случае углеродных нанотрубок [17]. Наконец, стоит отметить, что выше рассматривалось только поочерёдное тунелирование; кроме него также возможны процессы, не изменяющие количество электронов на острове - например, одновременный проход электрона через оба туннельных барьера. Вероятность таких процессов существенно ниже, однако они обеспечивают некоторую ненулевую проводимость даже внутри кулоновских ромбов.

## 2.2 Тепловой и дробовой шум

Как правило, в эксперименте измеряются средние значения величин по большому времени - среднее значение тока, например. Однако, дополнительную информацию о системе можно получить, если измерять не среднее значение, а флуктуации величин [18]. Так, шумовые измерения дают независимый способ измерения величины заряда электрона [19] или квазичастиц (например,  $e/3$  в дробном квантовом эффекте холла, [20]); позволяют измерить температуру электронов отдельно от кристаллической решётки [21]; предоставляют дополнительный способ различить баллистический и диффузионный виды проводимости [22].

Итак, пусть существует некоторая случайная величина  $x(t)$  с плотностью вероятности  $\omega(x, t)$ . Среднее значение случайной величины

$$\langle x(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x \omega(x, t) dx \quad (19)$$

Обычно для описания характеристик шума используют спектральную плотность шума  $S_x(f)$ :

$$S_x(f) = 2 \lim_{t_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{t_0} \left| \int_{-t_0/2}^{t_0/2} e^{i\omega t} (x(t) - \langle x \rangle) dt \right|^2 \quad (20)$$

Физический смысл данной величины - средний квадрат сигнала, прошедшего через узкополосный фильтр, отнесённый к ширине частотной полосы этого фильтра [21]:

$$S_x(f) \Delta f = \langle x(t|f, \Delta f)^2 \rangle \quad (21)$$

В состоянии равновесия в системе будет наблюдаться только тепловой шум (шум Джонсона-Найквиста, [23]). Его спектральная плотность

$$S_I(f) = \frac{4k_b T}{R} \frac{hf/k_b T}{e^{hf/k_b T} - 1} \quad (22)$$

где  $R$  - сопротивление образца,  $T$  - температура носителей заряда. Для гелиевых температур и частот вплоть до десятков ГГц величина  $hf/k_b T$  мала и шум почти не зависит от частоты (белый шум):

$$S_I(f) = \frac{4k_b T}{R} \quad (23)$$

Для образца с произвольным импедансом  $Z$  можно обобщить предыдущую формулу [21]:

$$S_I(f) = 4k_b T \operatorname{Re}(Z^{-1}(f)) \quad (24)$$

Для теплового шума напряжения верна аналогичная формула:

$$S_V(f) = 4k_b T \operatorname{Re}(Z(f)) \quad (25)$$

Теперь пропустим ток через образец. Заряд дискретен, и ток будет флюктуировать со временем. Это - так называемый дробовой шум. Впервые спектральная плотность дробового шума была рассчитана Шоттки [18] для вакуумной лампы в предположении случайного нескоррелированного движения электронов:

$$S_I(f) = 2eI \quad (26)$$

Здесь  $e$  - элементарный заряд,  $I$  - среднее значение тока. Данная формула верна в случае  $eV/k_bT \gg 1$  - иначе говоря, когда тепловым шумом можно пренебречь на фоне дробового.

Однако в твёрдых телах движение электронов не является нескоррелированным - как минимум, из-за принципа Паули. В большинстве случаев выполняется соотношение

$$S_I(f) = 2FeI \quad (27)$$

где  $F$  называют фактором Фано. Как правило,  $0 \leq F \leq 1$ ; в частности, для туннельного барьера  $F = 1$ , для диффузионного проводника  $F = 1/3$ , а в идеальном баллистическом проводнике дробового шума нет и  $F = 0$  [18].

Если увеличивать длину проводника, то начиная с какого-то момента дробовой шум разных участков станет независимым и усреднится. Для достаточно длинных проводников дробовой шум близок к 0.

## 2.3 Образец

В данной работе в качестве проводящего острова использовалась углеродная нанотрубка (УНТ). Потенциальные барьеры появлялись на границе между УНТ и напылёнными металлическими контактами за счёт разности работ выхода полупроводника и металла (барьер Шоттки).

Углеродные нанотрубки были выращены осаждением из газовой фазы (aerosol CVD process, [24]) и затем нанесены на подложку. В качестве подложки использовался окисленный кремний. Под поверхностным слоем  $SiO_2$  находится слой допированного кремния, который в дальнейшем используется как задний затвор. Затем сверху были термически напылены контакты из нормального металла - последовательные слои Ti (0.3 нм), Pd (5 нм) и Au

(60 нм). Для изготовления структур использовалась стандартная электронная литография. Изображение образца, полученное с помощью атомно-силового микроскопа, приведено на Рис. 13. В ходе эксперимента использовался левый участок нанотрубки (между контактами 1 и 3).

Стоит заметить, что измеренная до напыления толщина УНТ была около 1.3 нм, что превышает ожидаемую толщину отдельной нанотрубки (0.6 - 0.8 нм). Возможно, в данном случае вместо одной нанотрубки был пучок из нескольких УНТ.

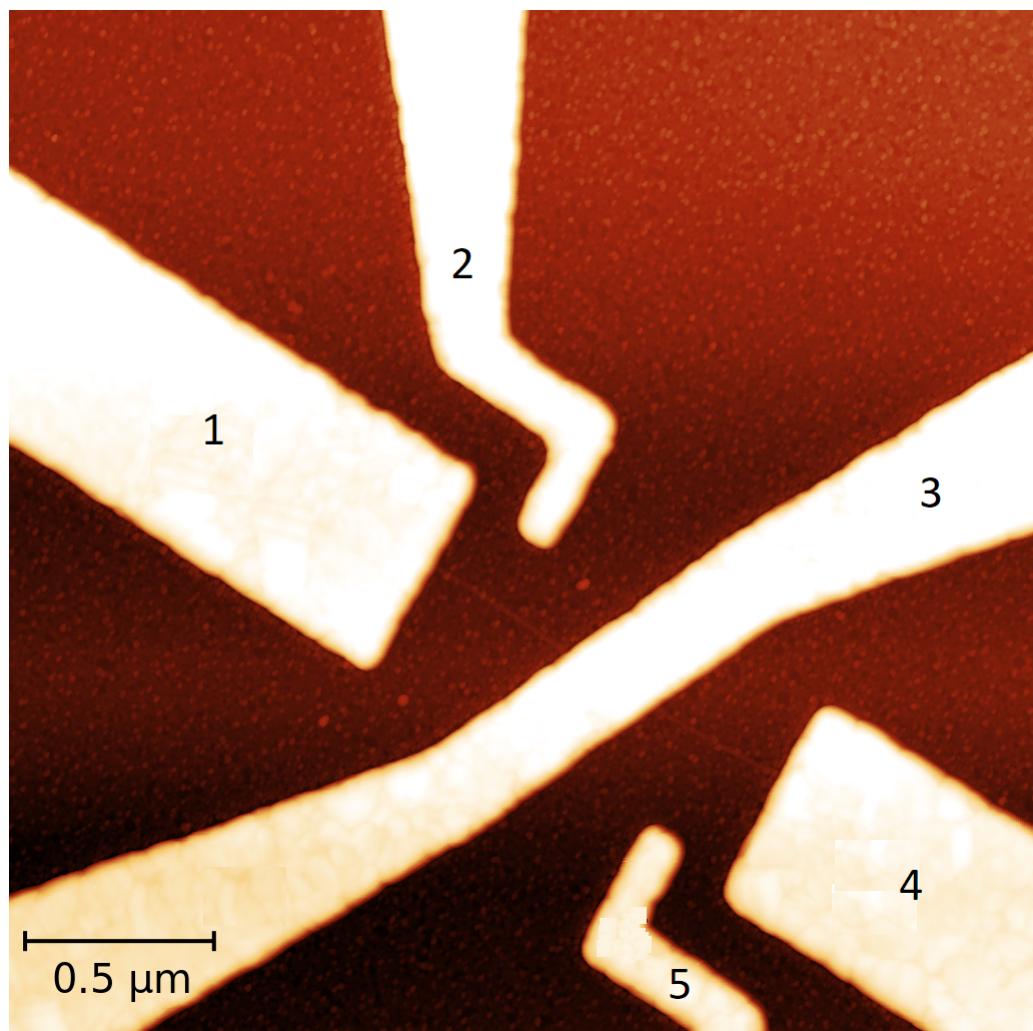


Рис. 13: Изображение образца, полученное с помощью атомно-силовой микроскопии.

## 2.4 Методы измерений

В эксперименте нами проводились измерения дифференциальной проводимости и одновременно спектральной плотности шума в исследуемых структурах при низких ( $T \sim 0.5$  K) температурах.

Схема измерений дифференциального сопротивления и спектральной плотности шума приведена на Рис. 14.

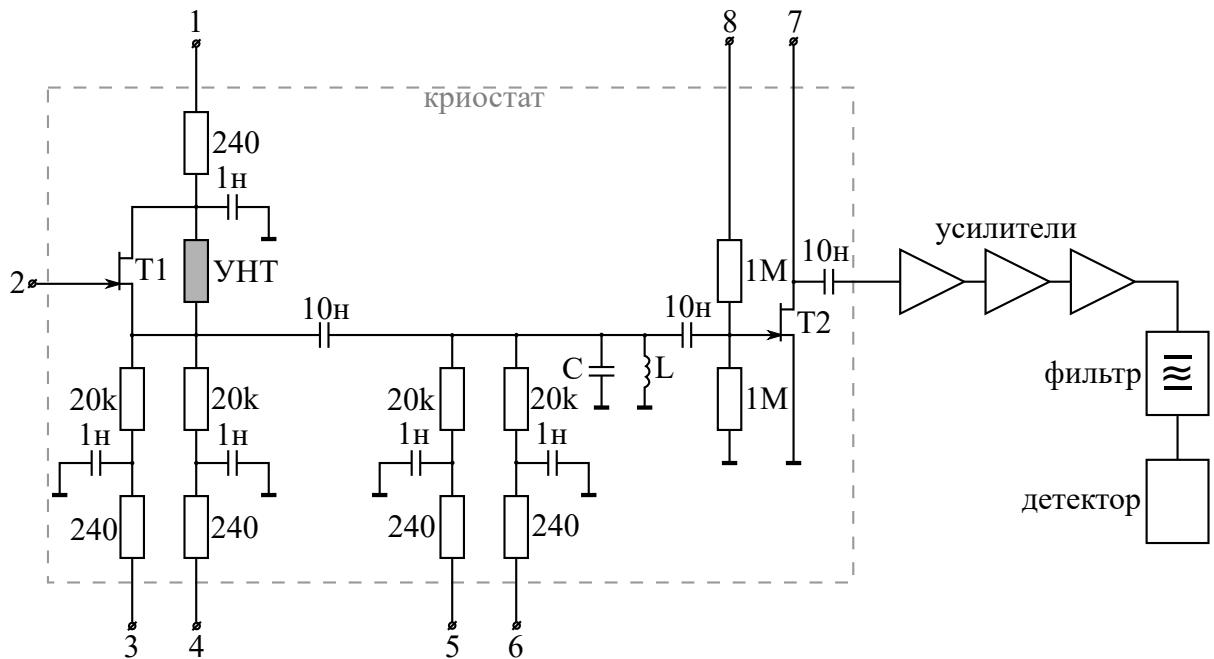


Рис. 14: Схема установки. УНТ - образец;  $C$  - ёмкость коаксиального кабеля;  $L$  - сверхпроводящая катушка индуктивности. Выделенная пунктиром часть схемы находится внутри криостата при гелиевых температурах. Усилители - соединённые последовательно три усилителя по 25 дБ. Резисторы по 240 Ом - сопротивление манганиновых проводов, протянутых через вставку.

Дифференциальная проводимость образца измерялась с помощью контактов 1, 3, 4 при закрытом транзисторе T1. Резисторы с номинальным сопротивлением в 20 кОм либо не влияют на измерение проводимости (трёхточечная схема измерений), либо легко могут быть учтены в расчётах (двухточечная

схема). Дополнительную сложность представляло то, что сопротивление образца было велико (от  $\sim 100$  кОм до десятков МОм), поэтому было бы затруднительно непосредственно измерять дифференциальное сопротивление по стандартной схеме (очень маленькие токи). Вместо этого использовалась следующая схема ("конвертер"):

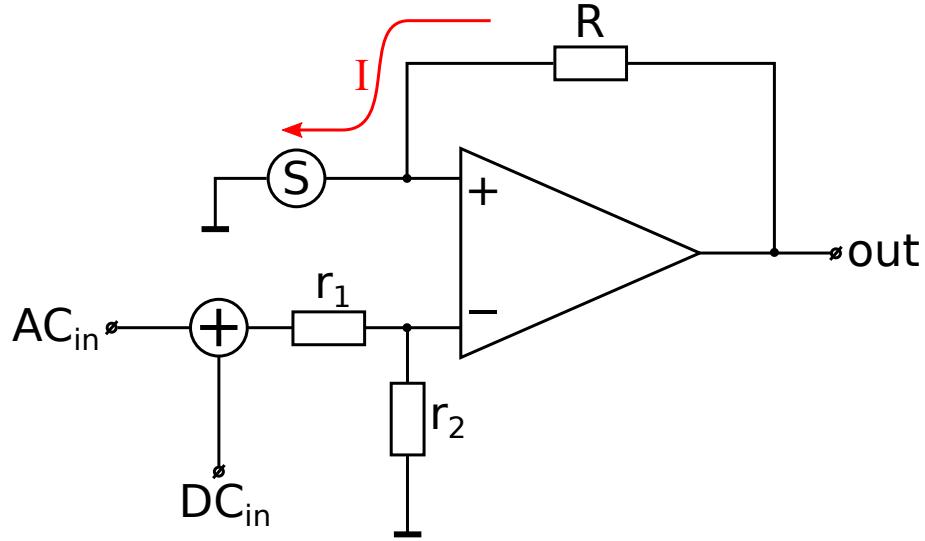


Рис. 15: Токовый конвертер.

Входной сигнал с источника постоянного тока смешивался с малым переменным сигналом с синхронного детектора (lock-in amplifier) и через делитель 1:100 ( $r_1, r_2$ ) подавался на один из входов операционного усилителя (ОУ). За счёт высокого коэффициента усиления ОУ на втором входе устанавливалось такое же напряжение. Однако входное сопротивление ОУ велико, поэтому весь ток, проходящий через образец (обозначен буквой  $S$  на схеме) проходит также и через резистор обратной связи  $R$ . Таким образом,

$$\frac{U_s}{R_s} = \frac{U_R}{R}; \quad (28)$$

где  $U_s$  - падение напряжения на образце,  $U_R$  - падение напряжения на резисторе обратной связи,  $R$  - сопротивление резистора обратной связи (в

данном случае 10 МОм). Итак, сопротивление образца может быть получено без непосредственного измерения малой величины. Аналогичное выражение выполняется и при измерении дифференциального сопротивления.

Для шумовых измерений один из контактов образца через конденсатор был подключён к резонансной цепи, состоящей из катушки индуктивности  $L$  и ёмкости  $C$ . Катушка была намотана сверхпроводящим проводом и имела индуктивность порядка 2 мкГн. Ёмкость  $C$  создавал коаксиальный кабель, соединяющий образец и резонансную цепь. Величина  $C$  составляла порядка 30 пФ (несколько изменялась в зависимости от температуры). Резонансная частота контура равнялась 21 МГц (отдельно измерено для уже охлаждённой до рабочей температуры системы).

После этого шумовой сигнал попадал на низкотемпературный усилитель, построенный на транзисторе  $T_2$ . На контакты 7 и 8 подавались постоянный ток и напряжение соответственно для задания рабочей точки усилителя. Низко- температурный усилитель во-первых, обладает низким собственным шумом за счёт расположения в холодной части измерительной системы (позволяет предварительно усилить сигнал с малыми искажениями), а во-вторых, согласовывает высокое сопротивление образца и низкое входное сопротивление остальной цепи. Затем сигнал выводился из криостата и подавался последовательно на три усилителя (по 25 дБ), активный полосовой фильтр и диодный детектор мощности. Частота максимума передаточной характеристики полосового фильтра подбиралась равной резонансной частоте LC-контура.

Не все параметры схемы известны точно, некоторые из них существенно зависят от температуры. Поэтому перед каждой серией измерений проводилась калибровка каскада усилителей тепловым шумом. Для этого параллельно образцу подключен транзистор  $T_1$ . Когда он полностью закрыт, то практически не влияет на измерения. Однако мы можем изменять его сопротив-

ление, создавая известный тепловой шум  $\frac{4k_bT}{R}$ . Измерив сигнал на детекторе для разных сопротивлений транзистора, получим требуемую калибровку.

Резисторы 20 кОм использовались как нагрузка для шума образца; если бы их не было, образец обеими сторонами был бы заземлён по высокой частоте через конденсаторы 1 нФ и шум невозможно было бы измерить. Резисторы 240 Ом - манганиновые провода, соединяющие образец и верх вставки. Конденсаторы 1 нФ являются составной частью фильтров высокой частоты для измерений проводимости. Оба использованных транзистора - полевые, способны работать при гелиевых температурах.

Итак, измерения шума проводились следующим образом:

1. Вставка с образцом охлаждалась до 0.5 К, подавалось постоянные ток и напряжение на контакты 7 и 8 по схеме - выбиралась рабочая точка транзистора.
2. Измерялась передаточная характеристика по мощности активного полосового фильтра  $Tr(f)$ .
3. При нулевом токе смещения измерялась проводимость в зависимости от напряжения на заднем затворе  $V_{bg}$ ; выбирался узкий участок по  $V_{bg}$  для измерения шума.
4. В минимуме проводимости по  $V_{bg}$  при нулевом постоянном токе через образец измерялись одновременно зависимости сопротивления образца параллельно с транзистором  $R_{s||tr}$  и сигнал детектора  $V_{det}$  от напряжения на затворе калибровочного транзистора  $V_{gate}$ . Затем сигнал детектора  $V_{det}$  пересчитывался в мощность шума  $P$  по известной калибровке детектора, а сопротивление  $R_{s||tr}$  - в сопротивление образца параллельно с транзистором и с четырьмя резисторами по 20 кОм  $R_{||}$ .

5. Зависимость  $P$  от  $R_{\parallel}$  сравнивалась с ожидаемой теоретически зависимостью. Рассмотрим последнюю подробнее.

Для цепи, состоящей из образца, нагружочных резисторов и резонансной цепи, спектральная плотность шума будет следующей:

$$S_V(f) = 4k_b T \operatorname{Re}(Z(f)) = \frac{4k_b T}{R_{\parallel}} \frac{1}{R_{\parallel}^{-2} + Z_{LC}^{-2}}, \quad (29)$$

$$Z_{LC}^{-1} = \left| 2i\pi f C + \frac{1}{2i\pi f L} \right|. \quad (30)$$

Этот сигнал усиливается каскадом из низкотемпературного и трёх комнатных усилителей (считаем, что суммарный коэффициент усиления  $G_0$  не зависит от частоты в интересующем нас диапазоне) и после фильтра с передаточной характеристикой  $Tr(f)$  попадает на детектор с входным сопротивлением  $R_d = 50$  Ом. Мощность на детекторе:

$$P = P_0 + \int_0^{+\infty} S_V(f) \frac{Tr(f) G_0}{R_d} df = \quad (31)$$

$$= P_0 + \left( \frac{4k_b T}{R_{\parallel}} + S_{I,amp} \right) \int_0^{+\infty} \frac{Tr(f) G_0}{R_d (R_{\parallel}^{-2} + Z_{LC}^{-2})} df; \quad (32)$$

где  $P_0$  - фоновый шум комнатных усилителей (не зависит от остальных параметров), а  $S_{I,amp}$  - токовый шум низкотемпературного усилителя. С данной теоретической зависимостью и проводится сравнение; параметры  $P_0$ ,  $G_0$ ,  $S_{I,amp}$  и  $C$  подбираются в ходе калибровки.  $P_0$  соответствует значению мощности шума при нулевом сопротивлении,  $G_0$  - наклону в нуле,  $S_{I,amp}$  и  $C$  - изгибу кривой в больших значениях сопротивления; кроме того,  $C$  можно оценить независимо из точно известного значе-

ния резонансной частоты и приблизительно известного - индуктивности (может быть измерена предварительно, перед охлаждением установки).

Наконец, зависимость  $P$  от  $R_{||}$  можно выразить так:

$$P = P_0 + \left( \frac{4k_b T}{R_{||}} + S_{I,amp} \right) G(R_{||}). \quad (33)$$

Из экспериментальных данных получаем зависимость  $G(R_{||})$  - полный коэффициент усиления токового шума системой.

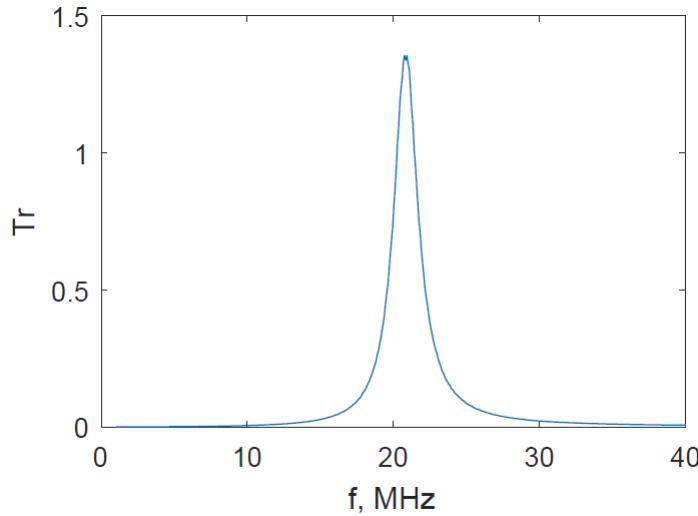


Рис. 16: Передаточная характеристика по мощности полосового фильтра. Фильтр активный, поэтому возможны значения больше 1.

6. После этого при закрытом транзисторе  $T1$  измерялась зависимость сигнала детектора  $V_{det,I}$  и дифференциального сопротивления  $R_{sample}$  образца от напряжения смещения на образце  $V$  и  $V_{bg}$ . Как и раньше,  $V_{det,I}$  пересчитывалась в мощность на детекторе  $P_I$ . Полученная ранее формула для мощности изменяется следующим образом:

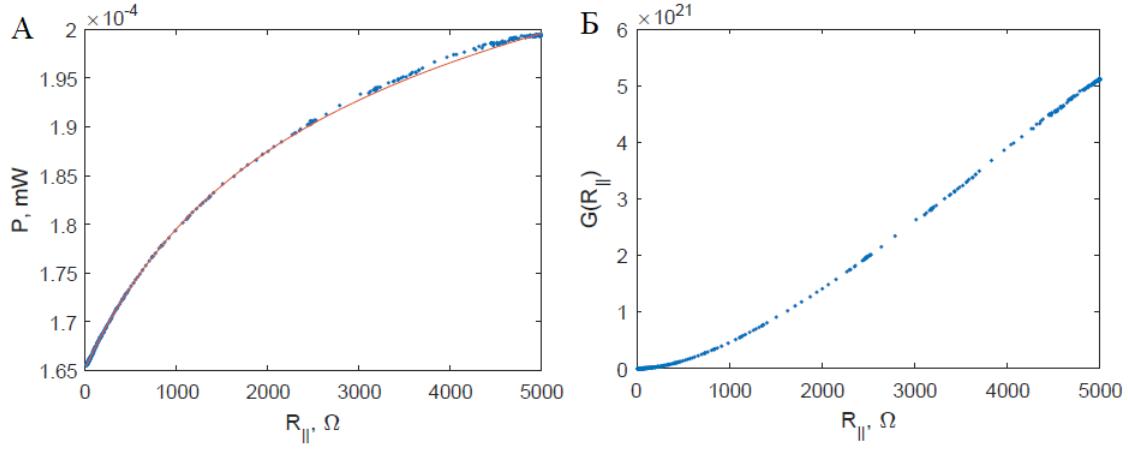


Рис. 17: Слева - пример калибровочной зависимости  $P(R_{\parallel})$ . Экспериментальные данные - синие точки; теоретическая кривая - оранжевая линия. Справа - экспериментально полученная зависимость коэффициента усиления токового шума  $G(R_{\parallel})$ .

$$P_I = P_0 + \left( \frac{4k_b T}{R_{5k}} + S_{I,sample} + S_{I,amp} \right) G(R_{\parallel}); \quad (34)$$

где  $S_{I,sample}$  - полный шум образца при наличии тока (и тепловой, и дробовой), а  $R_{5k}$  -сопротивление четырёх параллельных резисторов по 20 кОм (их вклад в шум не изменился - дробовой шум для них пренебрежимо мал в связи с макроскопическими размерами). Тогда

$$P_I = P_0 + \left( \frac{4k_b T}{R_{5k}} + S_{I,sample} + S_{I,amp} + \frac{4k_b T}{R_{sample}} - \frac{4k_b T}{R_{sample}} \right) G(R_{||}) = \\ (35)$$

$$= P_0 + \left( \frac{4k_b T}{R_{||}} + S_{I,amp} \right) G(R_{||}) + \left( S_{I,sample} - \frac{4k_b T}{R_{sample}} \right) G(R_{||}) = \\ (36)$$

$$= P + \left( S_{I,sample} - \frac{4k_b T}{R_{sample}} \right) G(R_{||}); \\ (37)$$

Итоговая формула для расчёта шума:

$$S_{I,sample} = \frac{P_I - P}{G(R_{||})} + \frac{4k_b T}{R_{sample}}. \\ (38)$$

В связи с дрейфом приборов и температуры, для каждого значения  $V_{bg}$  приходилось сдвигать график  $P_I(R_{||}(V))$  так, чтобы точка  $V=0$  совпала с соответствующей точкой на кривой  $P(R_{||}(V_{det}))$ .

Ток, проходящий через образец, определялся численным интегрированием зависимости дифференциальной проводимости от напряжения смещения.

Измерения проводились при температуре около 0.5 К в криостате с откачкой Не3. Он работает следующим образом: в криостат с жидким Не4 при атмосферном давлении (температура примерно 4.2 К) помещена вставка. Во вставку в так называемую "одноградусную камеру" предварительно залит жидкий Не4, пары которого затем откачиваются форвакуумным насосом. На внешней стороне стенок "одноградусной" камеры при этом конденсируется

жидкий Не3. Затем его пары откачивают с помощью криосорбционного насоса, при этом достигается температура около 0.5 К. Следует отметить, что, во-первых, Не3 имеет очень высокую стоимость, поэтому необходимо использовать вакуумно-плотную систему и не позволять Не3 смешиваться с другими газами. Во-вторых, данный процесс (конденсация/откачка Не3) цикличен, поэтому температура около 0.5 К может поддерживаться непрерывно ограниченное время (порядка 6-8 часов на данной установке) - затем нужно начинать цикл заново. Температура измерялась с помощью предварительно калиброванного термометра из оксида рутения.

## 2.5 Эксперимент

Параметры образца дрейфовали со временем (скачками через случайные промежутки времени; часто, если  $V_{bg}$  недавно существенно изменили; реже, если образец уже долгое время находился в окрестностях одного значения  $V_{bg}$ ), поэтому на графиках иногда появлялись сдвиги вдоль  $V_{bg}$ . Кроме того, по этой причине невозможно непосредственное сравнение данных, полученных в разные дни.

Сначала при нулевом напряжении смещения была измерена зависимость дифференциальной проводимости от напряжения на заднем затворе. На полученном графике наблюдается множество пиков кулоновской блокады. Амплитуда максимумов проводимости различна, как и расстояние между соседними максимумами. Возможно, это также связано с наличием пучка УНТ вместо одной нанотрубки. В диапазоне  $1 \text{ В} < V_{bg} < 3 \text{ В}$  подавлена проводимость; это объясняется наличием энергетической щели в спектре полупроводящей УНТ.

Далее выбирался узкий диапазон  $V_{bg}$  с хорошо выраженным кулоновским пиками. Все дальнейшие измерения проводились в этом диапазоне по

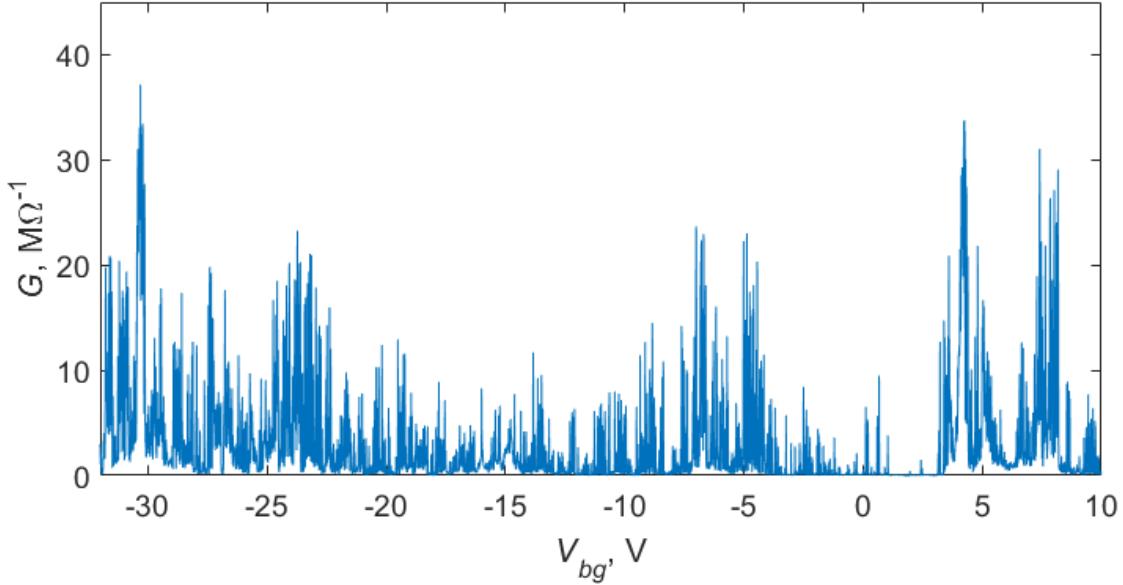


Рис. 18: Дифференциальная проводимость  $G$  в зависимости от напряжения на заднем затворе  $V_{bg}$  при нулевом напряжении смещения.

методу, описанному выше.

На Рис. 19 показана зависимость дифференциальной проводимости от напряжения смещения  $V$  и напряжения на заднем затворе  $V_{bg}$ . Отчётливо наблюдаются ромбы кулоновской блокады. Внутри ромбов проводимость мала - возможны только процессы, сохраняющие заряд квантовой точки. Вне ромбов проводимость заметно больше - разрешено поочерёдное туннелирование электронов в и из квантовой точки. Подробнее особенности проводимости видны на четырёх срезах по  $V_{bg}$ , представленных ниже на Рис. 21 (оранжевые кривые).

Одновременно с дифференциальной проводимостью измерялся токовый шум. Спектральная плотность шума выражена в безразмерных единицах -  $S_I/2eI$ . Наблюдаются как области со значениями шума  $0.5 < F < 1$ , так и отдельные участки с высоким шумом  $F > 1$ . Максимальное наблюдаемое значение фактора Фано - 8. Области с высоким шумом, в основном, соответствуют

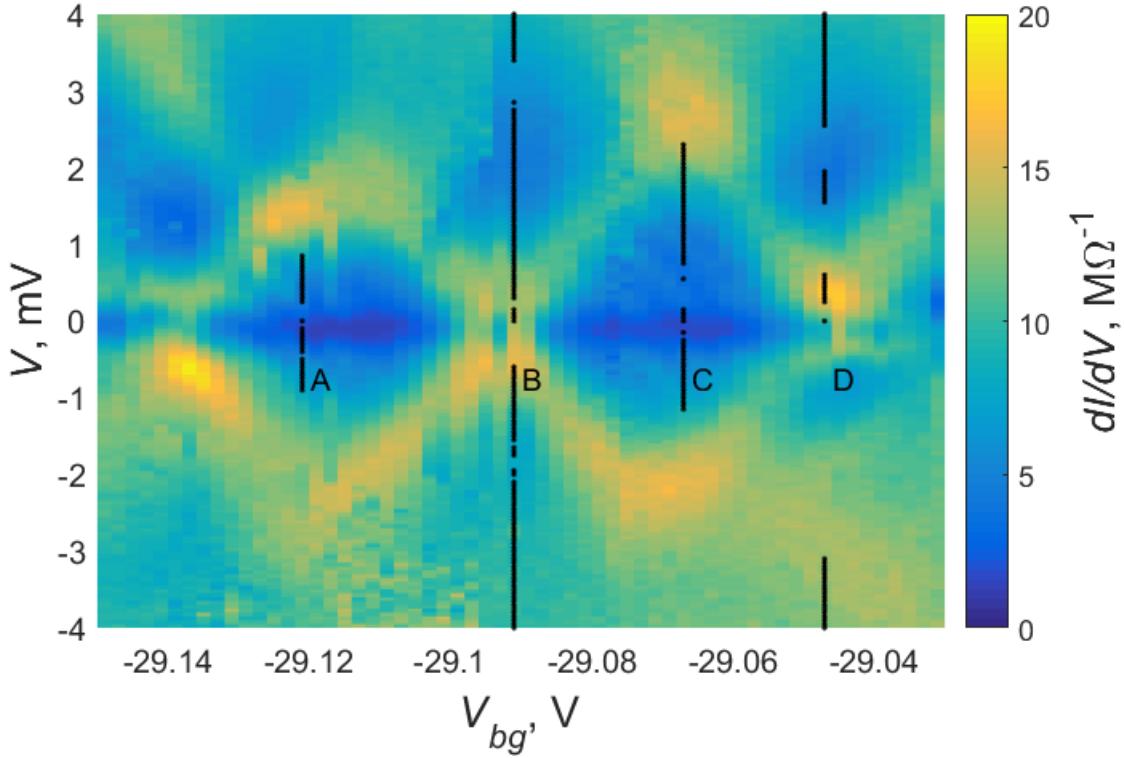


Рис. 19: Дифференциальная проводимость  $dI/dV$  как функция напряжения на заднем затворе  $V_{bg}$  и напряжения смещения  $V$ . Для четырёх разных значений  $V_{bg}$  (обозначены чёрным цветом) на Рис. 21 и 22 построены дифференциальная проводимость и спектральная плотность шума в зависимости от напряжения  $V$  и тока  $I$  смещения. Чёрным цветом отмечены только те значения  $V$ , для которых Фано фактор  $F \approx 1$  (A, C) или  $F \approx 0.5$  (B, D).

границам ромбов кулоновской блокады. Подробнее зависимость спектральной плотности шума от напряжения или тока смещения так же видна на срезах (Рис. 21 и 22).

На Рис. 21 и 22 представлены срезы графиков проводимости и шума для четырёх разных значений  $V_{bg}$  (A, B, C, D). Возможны три разных типа поведения шума.

Во-первых, внутри кулоновских ромбов, измеренное значение фактора Фано близко к 1. Такой результат возможен для упругого ко-туннелирования

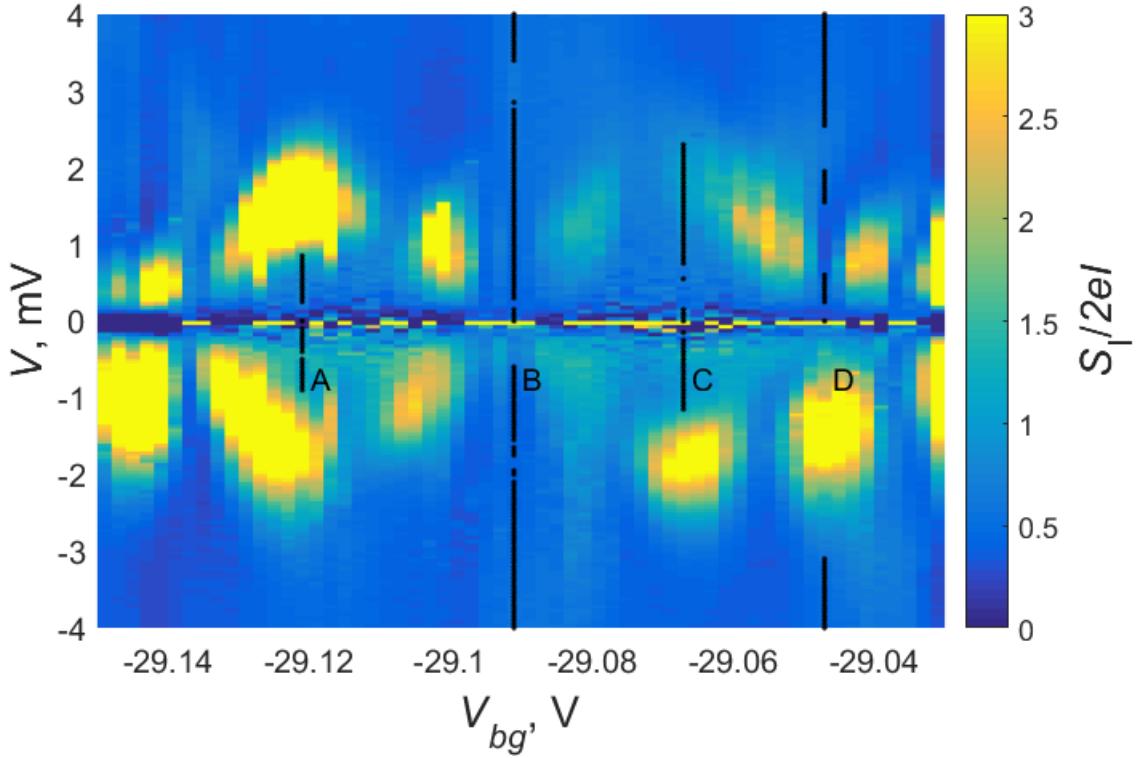


Рис. 20: Спектральная плотность шума  $S_I$ , выраженная в единицах  $2eI$ , как функция напряжения на заднем затворе  $V_{bg}$  и напряжения смещения  $V$ . Для четырёх разных значений  $V_{bg}$  (обозначены чёрным цветом) на Рис. 21 и 22 построены дифференциальная проводимость и спектральная плотность шума в зависимости от напряжения  $V$  и тока  $I$  смещения. Чёрным цветом отмечены только те значения  $V$ , для которых Фано фактор  $F \approx 1$  (A, C) или  $F \approx 0.5$  (B, D).

[25, 26]; качественно, квантовая точка ведёт себя как один очень непрозрачный туннельный барьер. Данное поведение заметно на графиках А и С (Рис. 21, 22).

Во-вторых, при  $V_{bg}$  таком, что система находится в максимуме проводимости кулоновской блокады,  $F \approx 0.5$ , что выглядит так же, как два последовательных одинаковых барьера (см. графики В и Д на Рис. 21, 22). Такое поведение было предсказано в частности, в работах [26, 27].

Однако есть и третий случай: в окрестностях определённых значений  $V$  и  $V_{bg}$  наблюдаются значения фактора Фано  $F > 1$ . В большинстве случае такие максимумы в шуме соответствуют граница кулоновских ромбов (A, C), однако есть и исключения (D). Похожее поведение шума было предсказано в работе [27], а так же ранее наблюдалось экспериментально в [25] (расположение максимумов однако отличается). Видимо, высокие значения шума объясняются очень быстрым переключением состояний квантовой точки с разной проводимостью, то есть случайной высокочастотной модуляцией тока, протекающего через УНТ. Подробное качественное описание можно найти в работе [25].

Для большей наглядности срезы по напряжению затвора перестроены также в зависимости от тока. В данных координатах фиксированное значение фактора Фано соответствует прямым линиям  $S_I = |2FeI|$ .

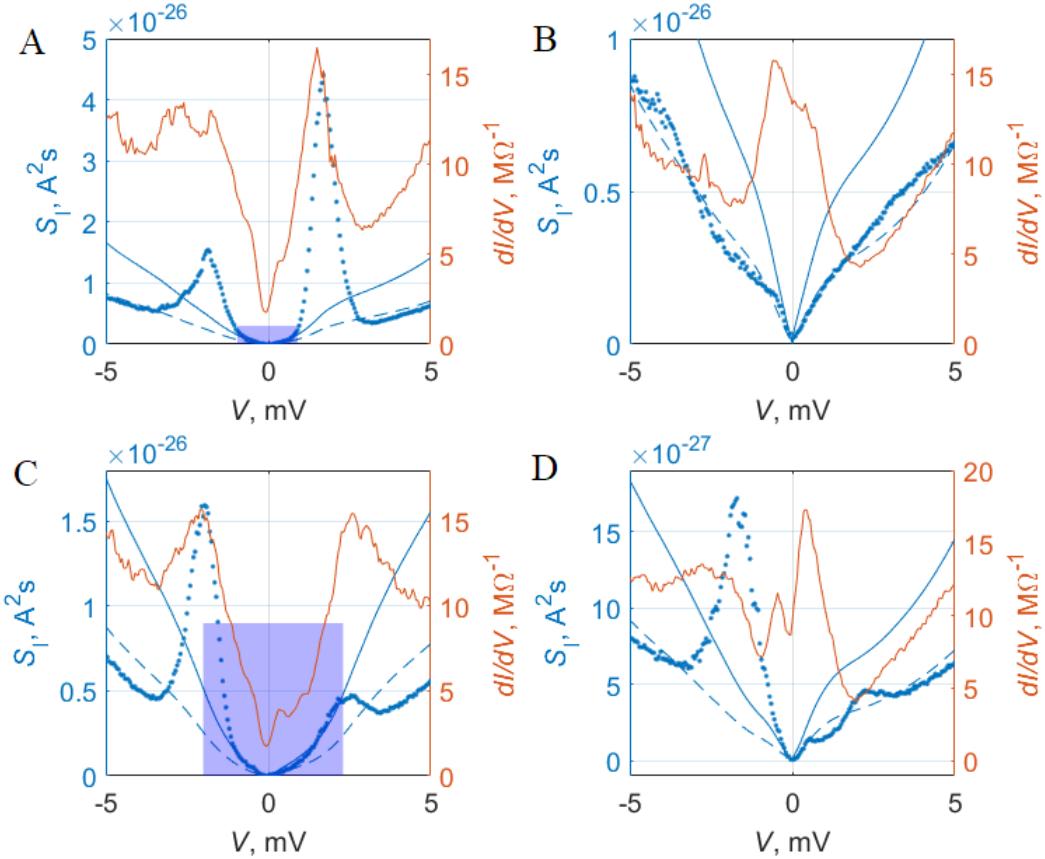


Рис. 21: Дифференциальная проводимость  $dI/dV$  (оранжевая кривая, соответствует правой оси) и спектральная плотность шума  $S_I$  (синие точки, соответствуют левой оси) в зависимости от напряжения смещения  $V$  для четырёх значений напряжения на заднем затворе  $V_{bg}$  (соответствуют срезам А, Б, С, Д на предыдущих графиках). Тонкая сплошная синяя линия - шум при постоянном значении фактора Фано  $F = 1$ , тонкая пунктирная синяя линия -  $F = 0.5$ . Для А и С выделены синим цветом области, которые перестроены ниже в зависимости от тока.

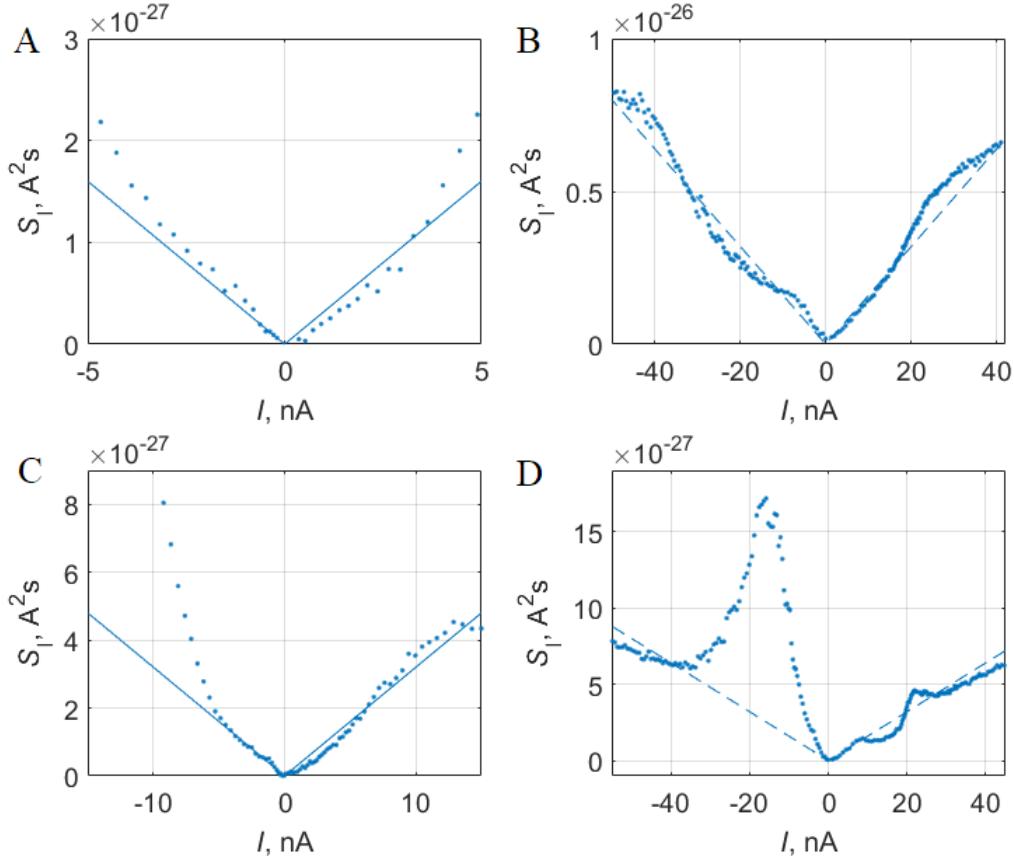


Рис. 22: Спектральная плотность шума  $S_I$  (синие точки) в зависимости от тока смещения  $I$  для четырёх значений напряжения на заднем затворе  $V_{bg}$  (соответствуют срезам А, Б, В, Г на предыдущих графиках). Тонкая сплошная синяя линия - шум при постоянном значении фактора Фано  $F = 1$ , тонкая пунктирная синяя линия -  $F = 0.5$ . Графики В и Г построены для всего доступного диапазона токов, А и В только для токов, соответствующих выделенным областям на графиках  $dI/dV$  и  $S_I$  от  $V$ .

### 3 Выводы

- Проведён анализ метода измерения ТФС с использованием двухконтактного асимметричного СКВИДа.
- Проверена работоспособность метода на примере тестового асимметричного СКВИДа с двумя туннельными джозефсоновскими переходами Nb/Al/AlOx/Nb. Полученное ТФС исследуемого контакта слабо отличается от синусоидального (данное отличие вызвано ненулевой собственной индуктивностью контура СКВИДа). Показана перспективность использования метода для измерения ТФС джозефсоновских переходов с малыми критическими токами.
- Исследованы планарные гибридные структуры Al/InAs-нанопроволока/Al. В дифференциальной проводимости исследуемых структур обнаружены особенности, связанные с эффектом многократного андреевского отражения. Обнаружен пик в дифференциальной проводимости структур при нулевом напряжении смещения.
- Проведены измерения дифференциальной проводимости и токового шума квантовой точки на основе УНТ в режиме кулоновской блокады. В дифференциальной проводимости наблюдаются ромбы кулоновской блокады. Спектральная плотность токового шума внутри ромбов соответствует фактору Фано  $F \approx 1$ , а вне ромбов -  $F \approx 0.5$ . В отдельных областях наблюдаются высокие значения шума  $F \gg 1$ .

Результаты, полученные в этой работе, были опубликованы в статьях [13], [28].

## **Благодарности**

Автор очень благодарен своему научному руководителю Батову И. Е. за научное руководство, помошь в постановке задач и освоении методик; Храпаю В. С. за неоценимые советы и поддержку в ходе исследований; Петруше С. В., Тихонову Е. С., Шовкуну Д. В., Денисову А. О., Егорову С. В., Больгинову В. В., Гребенко А. К. и Бубису А. В. за продуктивное обсуждение в ходе работы и за помощь в подготовке и проведении измерений.

## Список литературы

- [1] *Шмидт В. В.*, Введение в физику сверхпроводников. - Москва, МЦНМО, 2000.
- [2] *V. Ambegaokar, A. Baratoff*, Tunneling Between Superconductors // Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963).
- [3] *V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov and J. Aarts*, Coupling of Two Superconductors through a Ferromagnet: Evidence for a  $\pi$  - Junction // Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
- [4] *S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. A. Oboznov, V. V. Bolginov, V. V. Ryazanov*, Measurement of the current-phase relation of superconductor/ferromagnet/superconductor pi Josephson junctions // Phys. Rev. B. **70**, 14 (2004).
- [5] *C. D. English, D. R. Hamilton, C. Chialvo, I. C. Moraru, N. Mason, and D. J. Van Harlingen* Observation of nonsinusoidal current-phase relation in graphene Josephson junctions // Phys. Rev. B **94**, 115435 (2016).
- [6] *J. Basset, R. Delagrange, R. Weil, A. Kasumov, H. Bouchiat and R. Deblock*, Joint measurement of current-phase relations and transport properties of hybrid junctions using a three junctions superconducting quantum interference device // Journal of Applied Physics **116**, 024311 (2014).
- [7] *A. V. Burmistrova, I. A. Devyatov and I. E. Batov*, Anomalous superconducting proximity effect and coherent charge transport in semiconducting thin film with spin-orbit interaction // EPL **114**, 57005 (2016).

- [8] *E. M. Spanton, M. Deng, S. Vaitiekėnas, P. Krogstrup, J. Nygård, Ch. M. Marcus and K. A. Moler*, Current–phase relations of few-mode InAs nanowire Josephson junctions // *Nature Physics* **13** (2017).
- [9] *S. Das Sarma, M. Freedman and Ch. Nayak*, Majorana zero modes and topological quantum computation // *npj Quantum Information* **1**, 15001 (2015).
- [10] *T. W. Larsen, K. D. Petersson, F. Kuemmeth, T. S. Jespersen, P. Krogstrup, J. Nygård, and C. M. Marcus*, Semiconductor-Nanowire-Based Superconducting Qubit // *Phys. Rev. Lett.* **115**, 127001 (2015).
- [11] *A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, E. Il'ichev*, The current-phase relation in Josephson junctions // *Rev. Mod. Phys.* **76** (2004).
- [12] *G. Koblmüller, S. Hertenberger, K. Vizbaras, M. Bichler, F. Bao, J. P. Zhang and G. Abstreiter*, Self-induced growth of vertical free-standing InAs nanowires on Si(111) by molecular beam epitaxy // *Nanotechnol.* **21(36)** 365602 (2010).
- [13] *L. V. Ginzburg, I. E. Batov, V. V. Bol'ginov, S. V. Egorov, V. I. Chichkov, A. E. Shchegolev, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, S. V. Bakurskiy, M. Yu. Kupriyanov*, Determination of the Current–Phase Relation in Josephson Junctions by Means of an Asymmetric Two-Junction SQUID // *JETP Letters* **107**:48 (2018).
- [14] *И. Е. Батов и др*, Эффект близости и когерентный зарядовый транспорт в гибридных структурах сверхпроводник/ полупроводниковая нанопроволока // Труды XXII Международного симпозиума “Нанофизика иnanoэлектроника”, том 1, стр 34-35 (2018).

- [15] *P. L. McEuen, S. Tarucha, R. M. Westervelt, S. Wingreen, L. P. Kouwenhoven, C. M. Marcus*, Electron transport in quantum dots // Mesoscopic Electron Transport (Kluwer 1997).
- [16] *K. K. Likharev*, Single-electron transistor: electrostatic analogs of the DC SQUIDs // IEEE Transactions on Magnetics **23**, 2 (1987).
- [17] *E. Pallecchi*, Multiwall Carbon Nanotube Josephson Junctions with Niobium Contacts // dissertation thesis (2009).
- [18] *Ya. M. Blanter and M. Buttiker*, Shot noise in mesoscopic conductors // Physics Reports **336**, 1 (2000).
- [19] *A. W. Hull and N. H. Williams*, Determination of Elementary Charge E from Measurements of Shot-Effect // Phys. Rev. **25**, 147 (1925).
- [20] *R. de-Picciotto, M. Reznikov, M. Heiblum, V. Umansky, G. Bunin and D. Mahalu*, Direct observation of a fractional charge // Nature **389**, pages 162–164 (1997).
- [21] *Коган III*. Электронный шум и флюктуации в твердых телах. — Москва, Физмат- лит, 2009.
- [22] *M. Henny, S. Oberholzer, C. Strunk, and C. Schönenberger*, 1/3-shot-noise suppression in diffusive nanowires // Phys. Rev. B. **59**, 2871 (1999).
- [23] *H. Nyquist*, Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors // Phys. Rev. **32**, 110 (1928).
- [24] *A. G. Nasibulin, A. Moisala, H. Jiang, E. I. Kauppinen*, Carbon nanotube synthesis from alcohols by a novel aerosol method // J. Nanopart. Res., **8**: 465 (2006).

- [25] *M.-C. Harabula, V. Ranjan, R. Haller, G. Fülop and C. Schönenberger*, Blocking-state influence on shot noise and conductance in quantum dots // Phys. Rev. B. **97**, 115403 (2018).
- [26] *E. V. Sukhorukov, G. Burkard and D. Loss*, Noise of a quantum dot system in the cotunneling regime // Phys. Rev. B. **63** 125315 (2001).
- [27] *W. Belzig*, Full counting statistics of super-Poissonian shot noise in multilevel quantum dots // Phys. Rev. B. **71** 161301(R) (2005).
- [28] *S. U. Piatrusha, L. V. Ginzburg, E.S. Tikhonov, D.V. Shovkun, G. Koblmuller, A. V. Bubis, A.K. Grebenko, A.G. Nasibulin, V.S. Khrapai*, Noise insights into electronic transport // arXiv:1806.02200v1 (6 June 2018)(статья принята к печати в журнале JETP Letters).