

Эффект Джозефсона

в гибридных структурах сверхпроводник -
топологический изолятор - сверхпроводник

Яковлев Дмитрий
Черноголовка
2018

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
Московский Физико-Технический Институт (Государственный
Университет)
Институт nano-, био-, информационных, когнитивных и
социогуманитарных наук и технологий
Кафедра НБИК-технологий

Выпускная квалификационная работа магистра

**Эффект Джозефсона в гибридных структурах
сверхпроводник - топологический изолятор -
сверхпроводник на основе наноразмерных
монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$.**

Выполнил студент:

Научный руководитель:

Яковлев Д. С.
группа 2102

Столяров В.С.
к. ф.-м. н.

г. Черноголовка, 2018

Аннотация Топологический квантовый компьютер является одной из реализаций квантового компьютера, который устойчив к локальным источникам декогеренции. Одной из перспективных возможностей является реализация топологически защищенных квантовых кодов при помощи джозефсоновских вихрей в сверхпроводящих островках на поверхности топологического изолятора. В этой связи исследование размерных эффектов, эффекта близости, эффекта Джозефсона и джозефсоновских вихрей в сверхпроводящих наноструктурах на поверхности топологического изолятора представляется важным для разработки кубитов, в которых реализуются топологически защищенные квантовые состояния. Проблема считывания информации с топологического кубита является сложной задачей. Считывание информации с топологического кубита возможно при использовании стандартного кубита в качестве интерферометра. Более того, в схеме топологический кубит + стандартный кубит возможно проведение двухкубитных операций, необходимых для построения квантовых кодов. На данном этапе изучение возможности построения гибридных структур на поверхности топологического изолятора из кубитов разных типов является основополагающей задачей. Топологические состояния вещества, в том числе и топологический изолятор, характеризуются наличием дальнедействующей запутанности. Дальнедействующая запутанность важна для построения систем квантовой памяти, в частности, систем топологически защищенной квантовой памяти. На данный момент известно, что возможно нелокально запутать состояния двух квантовых точек на концах топологической сверхпроводящей нанопроволоки или нанокристаллов. Исследование запутанных состояний в топологических сверхпроводящих системах позволит открыть новые пути для создания устойчивой к шумам квантовой памяти. Дипломная работа посвящена синтезу и исследованию транспортных свойств наноразмерных монокристаллов топологического изолятора. Для решения поставленной задачи разработана в среде SolidWorks и собрана автоматизированная установка для синтеза монокристаллов. Проведен детальный разбор статей, посвященных технологии изготовления и исследованию ультратонких структур топологических изоляторов и найден самый оптимальный

метод синтеза. Проведена серия переосаждений до получения необходимых для дальнейшего исследования размеров монокристаллов. На полученных объектах были изготовлены сверхпроводниковые устройства, демонстрирующие квантовое поведение свойственное системам с поверхностными состояниями. Полученные образцы позволят оценить возможность создания топологически защищенных квантовых вычислительных систем.

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
ГЛАВА 1 Введение	6
1.1 Сверхпроводимость	6
1.1.1 Явление сверхпроводимости	6
1.1.2 Эффект близости	7
1.1.3 Эффект Джозефсона	8
1.1.4 Избыточный ток	9
1.1.5 SINIS контакт	9
1.2 Баллистический и диффузионный транспортные режимы	10
1.2.1 Длинный контакт	11
1.2.2 Короткий контакт	11
1.2.3 Модель Эйленбергера	12
1.2.4 Модель Узаделя	12
1.3 Топологически защищенные системы	13
1.3.1 Топологические изоляторы	13
1.3.2 Майорановские фермионы	14
1.3.3 Андреевские состояния	16
1.3.4 Майорановские состояния в системах TI/S	18
1.3.5 Наблюдения сверхтока в топологических изоляторах	19
ГЛАВА 2 Экспериментальные методы	23
2.1 Экспериментальная установка	23
2.1.1 Описание	23
2.1.2 Тестирование и автоматизация	26
2.2 Синтез топологических изоляторов	27
2.2.1 Метод синтеза	27
2.2.2 Bi_2Se_3	28
2.2.3 $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{SeSb}$	29
2.2.4 $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ (основной материал)	30
2.3 Фабрикация образца	37
2.3.1 Дизайн образца	37
2.3.2 Электронная литография	37
2.3.3 Магнетронное напыление	38
2.4 Измерительные установки	41
2.4.1 Heliox	42

2.4.2 Bluefors	45
2.5 Бондинг	52
2.6 Фильтрация шумов	52
2.6.1 Описание	52
2.6.2 RC-фильтры.	53
2.6.3 Порошковые фильтры.....	59
ГЛАВА 3 Экспериментальные результаты	61
3.1 Электронно-транспортные измерения	61
3.1.1 Зависимость сопротивления от температуры $R(T)$ и вольтамперные характеристики IV	61
3.1.2 Зависимость dV/dI от температуры	64
3.1.3 Многократные андреевские отражения.....	66
3.1.4 Подгонка критического тока от температуры $I_c(T)$	67
3.2 Магнитотранспортные характеристики	69
3.2.1 Зависимость дифференциального сопротивления от магнитного поля	69
3.2.2 Зависимость критического тока от магнитного поля ..	71
3.3 Выводы	71
3.4 Заключение	72
3.5 Благодарности	74
ГЛАВА Литература	76

ГЛАВА 1

Введение

Квантовые биты или кубиты — главный составной элемент будущих квантовых компьютеров, которые работают благодаря эффектам квантовой физики. Они смогут выполнять вычисления, которые недоступны даже самым мощным современным компьютерам. Поиск кубита, устойчивого к неконтролируемым возмущениям, превратил топологические изоляторы в одну из наиболее активных областей исследований. Теоретически предсказано, что комбинация топологического изолятора и s-волнового сверхпроводника может обеспечить стабильный элемент для топологического квантового компьютера. Данный раздел содержит описание явлений, наблюдаемых в системах топологический изолятор / сверхпроводник.

1.1 Сверхпроводимость

1.1.1 Явление сверхпроводимости

Сверхпроводимость – это квантовое явление, способность некоторых материалов проводить электрический ток с нулевым сопротивлением при достижении температуры ниже критической T_c . Впервые сверхпроводимость была описана с помощью теории БКШ [1], согласно которой электроны в сверхпроводнике при переходе через критическую температуру объединяются в так называемые куперовские пары и претерпевают бозеконденсацию. Спаривание электронов происходит в результате обмена фононами, приводящего к эффективному притяжению между ними и образованию связанного состояния на уровне Ферми, отделенного от уровней квазичастичных возбуждений энергетической щелью. Далее мы будем пользоваться феноменологической теорией Гинзбурга-Ландау [2], которая является более удобной в практическом применении. Сверхпроводящее состояние в рамках этой теории может быть описано параметром порядка или, иначе,

модулем так называемой "макроскопической волновой функции куперовских пар":

$$\Psi(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{n_s}{2}} e^{i\theta(\mathbf{r})}, \quad (1.1)$$

где n_s – концентрация сверхпроводящих электронов в сверхпроводнике. Мы далее считаем, что в изолированном невозмущенном полями сверхпроводнике и модуль, и фаза волновой функции (1.1) постоянны.

Из минимизации функционала Гинзбурга-Ландау и одного из уравнений Максвелла можно получить следующее уравнение для сверхпроводящего тока куперовских пар в зависимости от приложенного поля, являющееся обобщением уравнения Лондонов:

$$\mathbf{j}_s = -\frac{i\hbar e}{2m_e}(\Psi^*\nabla\Psi - \Psi\nabla\Psi^*) - \frac{2e^2}{m_e}\mathbf{A}|\Psi|^2. \quad (1.2)$$

Подставляя сюда $\Psi(\mathbf{r})$ из определения (1.1), получим:

$$\mathbf{j}_s = \frac{1}{\Lambda} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla\theta(\mathbf{r}) - \mathbf{A} \right), \quad (1.3)$$

где $\Lambda = \frac{m_e}{n_s e^2}$, $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$. Вторая константа, как будет показано далее, является *квантом магнитного потока*, и имеет важное значение в данной работе.

1.1.2 Эффект близости

Эффекты, связанные с взаимодействием сверхпроводника и нормального металла друг на друга - называют эффектами близости. Если нормальный металл (N), находится в хорошем электрическом контакте со сверхпроводником (S), то сверхпроводящие свойства индуцируются в (N) за счет распространения куперовских пар от сверхпроводника к нормальному металлу. Характерное расстояние, на которое в нормальный металл наводится сверхпроводимость, называется длиной когерентности ξ_N и может составлять от десятков нанометров до микрона, в зависимости от материала (рис. 1.1).

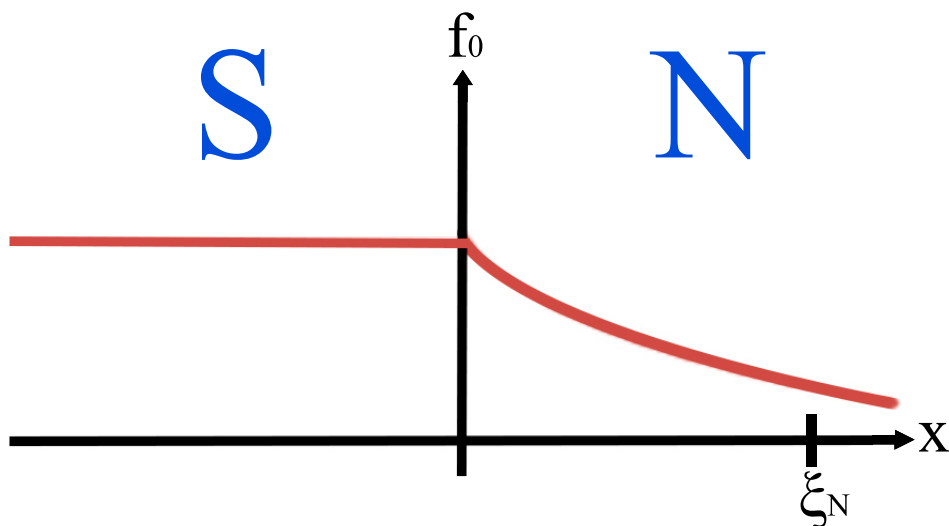


Рис. 1.1: Поведение волновой функции на SN границе.

1.1.3 Эффект Джозефсона

Эффект Джозефсона [3] – это эффект установления одной макроскопической фазы в двух сверхпроводниках, соединенных через так называемую “слабую связь” рисунок 1.2. Слабые связи многообразны: это могут быть тонкие слои диэлектрика, сужения, точечные контакты, прослойки из металла в нормальном состоянии или из ферромагнетика. В случае, если фазы не равны, то через слабую связь будет течь бездиссипативный ток, и будет выполнено некоторое *ток-фазовое соотношение* между током и скачком фазы на переходе. Для туннельного контакта [4], оно оказывается синусоидальным:

$$I_s = I_c \sin(\theta_2 - \theta_1) = I_c \sin \varphi. \quad (1.4)$$

Из этой формулы видно, что сверхпроводящий ток I_s не может превысить некоторого значения I_c . Это так называемый *критический ток* джозефсоновского перехода, при превышении которого бездиссипативность нарушается, и на переходе устанавливается напряжение V . В этом случае выполнено второе уравнение Джозефсона:

$$\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 2eV, \quad (1.5)$$

и наблюдаются осцилляции разности фаз между сверхпроводниками. Величина критического тока рассчитывается из микроскопической теории, на-

пример, для перехода SIS верна формула Амбегаокара-Баратова [5] :

$$I_c = \frac{\pi\Delta(T)}{2eR_N} \operatorname{th} \left(\frac{\Delta(T)}{2k_bT} \right), \quad (1.6)$$

где через T обозначена температура, а через R_n сопротивление контакта в отсутствие сверхпроводимости, $R_N = \rho \frac{d}{S}$, где ρ – удельное сопротивление I-слоя, а d и S – его толщина и площадь.

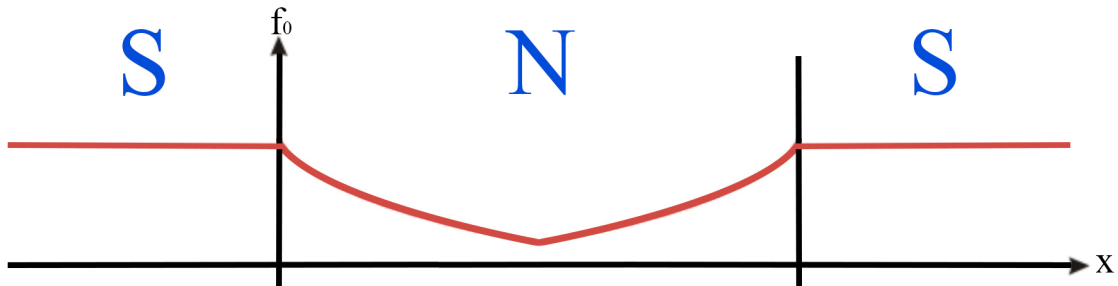


Рис. 1.2: Поведение волновой функции в Джозефсоновском SNS контакте.

1.1.4 Избыточный ток

Для дальнейшего рассмотрения транспортных режимов на SN границе потребуется понятие "избыточного тока". При больших напряжениях ($eV \gg \Delta$) резистивная часть IV кривой R_N не попадает на линейную ветвь (рис.1.3) в нормальном состоянии $V = IR_N$, как в туннельном контакте. На самом деле происходит смещение на постоянную величину, называемую "избыточный ток". В случае совершенно прозрачной границы ($Z=0$) I_{ex} описывается формулой [6] :

$$I_{ex}(V) = \frac{4\Delta}{3eR_N} \operatorname{th} \left(\frac{eV}{2k_bT} \right), \quad (1.7)$$

где k_b константа Больцмана. Избыточный ток можно найти экстраполируя линейную часть IV -характеристики при $V = 0$.

1.1.5 SINIS контакт

Случай перехода SNS подразумевает полную передачу ($Z = 0$) электронов на SN границе. Однако во многих экспериментальных условиях это

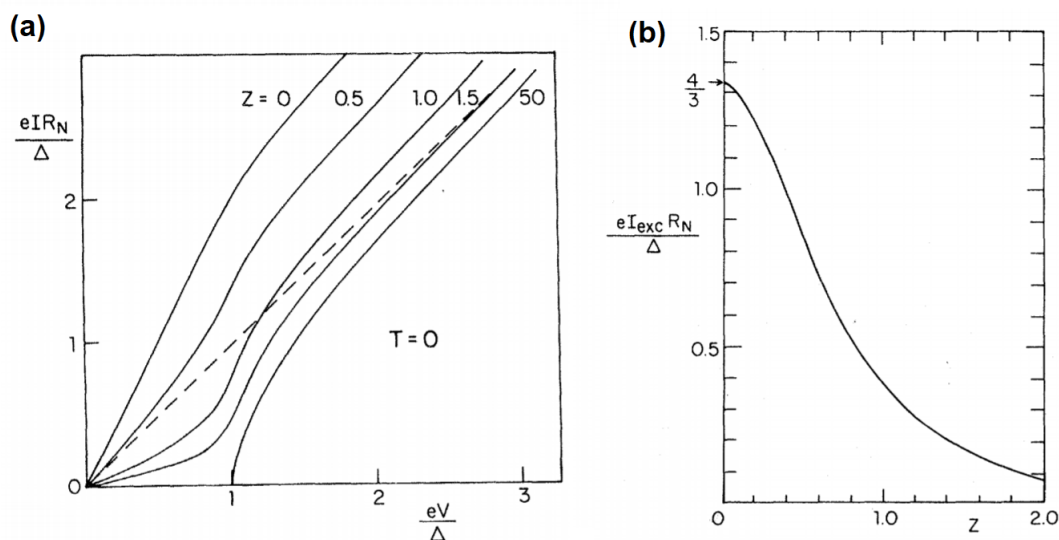


Рис. 1.3: (a) Зависимость тока от напряжения для различных сил барьера Z при $T=0$. (b) Зависимость избыточного тока от силы барьера Z .

приближение не выполняются, а конечная передача зависит от коэффициента D . Прозрачность интерфейса связана с силой барьера Z через отношение:

$$D = \frac{1}{1 + Z^2}, \quad (1.8)$$

SINIS контакт [7–10] включает изоляционный слой между сверхпроводником и нормальным металлом, что уменьшает коэффициент D . Изменяя D , можно наблюдать переход, от SNS контакта ($D = 1$) к SIS контакту ($D = 0$). Форма кривой $I_C(T)$ определяется многими факторами, включая какой режим транспорта наблюдается - диффузионный или баллистический [11, 12]. Более подробная информация приведена в следующем разделе.

1.2 Баллистический и диффузионный транспортные режимы

В данном разделе мы обсудим режимы когерентного транспорта и связанную с ним феноменологию. Транспортные режимы могут быть классифицированы, как баллистический и диффузионный. Под баллистическим транспортом мы понимаем, что носители заряда проходят через туннельный барьер без какого-либо рассеяния. В случае диффузионного транспорта в нем преобладают различные рассеяния, например, рассеяние Мотта, электрон-фононное рассеяние или рассеяние на примесях. Здесь стоит отметить, что при диффузионном транспорте не всегда теряется фазовая ко-

герентность, во многих случаях она может быть сохранена [13]. Кроме того джозефсоновские контакты можно классифицировать, как длинные и короткие в соответствии с зависимостью длины когерентности ξ_N и расстоянием d между контактами.

1.2.1 Длинный контакт

К обсуждению длинного контакта $d \gg \xi_N$ можно подойти в рамках модели Лихарева [14]. Длина когерентности ξ_N описывает когерентный транспорт внутри барьера. Поэтому [11] :

$$\xi_N = \tau_T V_F \quad (1.9)$$

где V_F - скорость Ферми, а $\tau_T = \hbar/(2\pi k_B T)$ - время релаксации электрона. Если длина когерентности больше длины свободного пробега, то мы находимся в баллистическом режиме, где она определяется уравнением:

$$\xi_N = \frac{\hbar V_F}{k_b T} \quad (1.10)$$

В диффузионном режиме ξ_N определяется коэффициентом диффузии D_N по формуле

$$\xi_N = \sqrt{\tau_T D_N} \quad (1.11)$$

1.2.2 Короткий контакт

В коротком контакте ($d \ll \xi_N$) электронный транспорт сильно зависит от величины сверхпроводящей щели Δ [12]. В этом случае различие между диффузионным и баллистическим транспортом определяется взаимным отношением между d и длиной свободного пробега l_e . Классификация приведена в таблице ниже :

В данной таблице E_{th} - энергия Таулеса, которая является фундаментальной константой для эффекта Джозефсона. N - номер поперечных мод на поверхности Ферми, которые распространяются через переход. На самом деле понятие длинных и коротких контактов может быть эквивалентно задано в терминах относительных величин E_{th} и Δ . В частности, короткий переход описывается соотношением $E_{th} \gg \Delta$, а длинный $E_{th} \ll \Delta$.

Ballistic $\xi_N \gg l_e$		Diffusive $\xi_N \ll l_e$	
$E_{th} = \hbar V_F / d$		$E_{th} = \hbar D / d^2$	
Long	Short	Long	Short
$d \gg l_e \gg \xi_N$	$\xi_N \gg l_e \gg d$	$d \gg \xi_N \gg l_e$	$\xi_N \gg d \gg l_e$
$I_c = eV_F l / L^2$	$I_c = Ne\Delta / \hbar$	$I_c \simeq eD_n / L^2$	$I_c \simeq e\Delta / \hbar$

1.2.3 Модель Эйленберга

Гибридные сверхпроводящие структуры могут быть описаны на основе уравнений Горькова [15]. В случае коротких SINIS-переходов [16], модель может быть обобщена для переходов произвольной длины [8]. Критический ток можно извлечь из формулы :

$$I_c = a \frac{2}{\pi} e k_F^2 \frac{k_B T}{h} \sum_{\omega_n} \int_0^1 \zeta d\zeta \frac{t^2}{Q^{1/2}(t, \chi, \zeta)} \quad (1.12)$$

где $\zeta = k_x / k_F$ и $t = D / (2 - D)$ где D - прозрачность S/N границы, a - поперечное сечение перехода и $Q = [t^2 \cos(\chi) + (1 + (t^2 + 1)\omega_n^2 / \Delta^2)] * \cosh(2\omega_n L / \mu \hbar V_F) + 2t\omega_n \Omega_n / \Delta^2 \sinh(2\omega_n L / \mu \hbar V_F)^2 - (1 - t^2)^2 \Omega_n^2 \Delta^2$, где $\omega_n = \pi k_b T (2n + 1)$ - частота Мацубары и $\Omega_n = \sqrt{\omega_n^2 + \Delta^2}$ соответственно. χ - разность фаз между двумя сверхпроводящими берегами.

1.2.4 Модель Узаделя

Короткий SNS контакт в диффузионном транспортном режиме может быть описан уравнением Узаделя [17, 18].

$$\Phi_{S,N} = \Delta_{S,N} + \xi_{S,N}^2 \frac{\pi k_B T_c}{\omega_n G_{S,N}} \frac{d}{dx} (G_{S,N}^2 \frac{d}{dx} \Phi_{S,N}) \quad (1.13)$$

где Φ - величина, определяемая функцией Грина G , а ω_n частота Мацубары. Эта модель может быть упрощена в случае грязного сверхпроводника, что дает температурную зависимость плотности критического тока [19] :

$$J = \frac{2\pi k_b T}{e \rho_N} Im \sum_{\omega_n^2 > 0} \frac{G_N^2}{\omega_n^2} \Phi_N \frac{d}{dx} \Phi_N \quad (1.14)$$

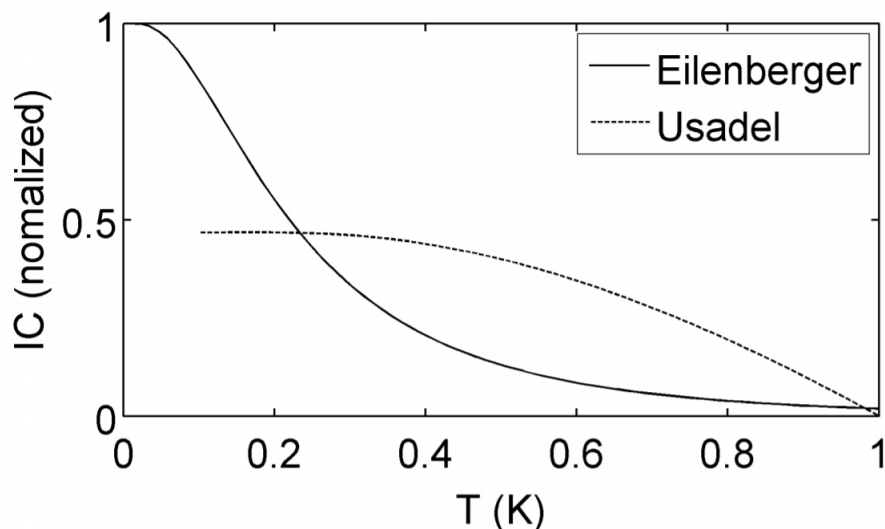


Рис. 1.4: Зависимость критического тока от температуры $I_c(T)$ промоделированные с помощью уравнений 1.12, 1.13 для баллистического (Эйленбергер) и диффузионного (Узадель) транспортных режимов.

Для контактов с произвольной длиной и произвольной прозрачностью границы аналитического решения для функций Грина не существует, хотя возможно численное решение. Кривая $I_c(T)$ позволяет определить транспортный режим перехода. Рисунок 1.4 показывает численную оценку, сделанную из уравнения 1.12 и 1.14, где видна существенная разница для баллистического и диффузионного предела.

1.3 Топологически защищенные системы

1.3.1 Топологические изоляторы

В начале XX века было предсказано, что электронные возбуждения в конденсированных системах могут вести себя как майорановские фермионы [20]. Одной из таких систем являются кристаллы топологических изоляторов (Topological Insulator - TI). Примерами таких материалов являются широко известные соединения Bi_2Se_3 , Bi_2Te_3 , Sb_2Te_3 , $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ и др. Отличительной особенностью данного типа TI - является присутствие внутри запрещенной зоны электронов «объема» - квазичастичных состояний, описываемых линейным законом дисперсии Дирака (конус Дирака) (рис. 1.5(a)). Эти состояния локализованы на поверхности кристалла, где проявляют целый ряд необычных свойств, которые могут лечь в основу будущей, устой-

чивой к внешним воздействиям (за счет топологической защищенности), электроники и спинтроники [21].

Трехмерные топологические изоляторы (3DТИ) являются изоляторами в объеме, но имеют двумерные (2D) металлические поверхностные состояния. Существование металлических поверхностных состояний обусловлено сильным спин-орбитальным взаимодействием и приводит к инверсию зоны. Зонная структура обычного изолятора, топологически эквивалентна зонной структуре вакуума показана на рисунке 1.5(b). Перевернутая зонная структура топологического изолятора в сравнении с обычным изолятором показана на рисунке 1.5(c). Когда топологически тривиальная структура (нормальный изолятор или вакуум) соединена с нетривиальной структурой (топологический изолятор), зонная структура не может непрерывно деформироваться друг в друга. На рисунке 1.5(d) показано, что происходит на поверхности ТИ, когда он окружен топологически тривиальным материалом. В результате в топологическом изоляторе появляются металлические поверхностные состояния. Пока инверсия зон сохраняется, существуют поверхностные состояния. Эти поверхностные состояния описываются линейным законом дисперсии, где спин жестко связан с импульсом. Одним из следствий этого является то, что ток электронов на поверхности топологического изолятора одновременно происходит в двух взаимно противоположных направлениях. То есть частицы со спином «вниз» движутся по краю в одну сторону, а со спином «вверх» — в обратную, как показано на рисунке 1.5(a). Эти состояния топологически защищены и не могут быть разрушены загрязнениями, неоднородностями или другими несовершенствами материала и могут устойчиво сохраняться вплоть до высоких температур.

1.3.2 Майорановские фермионы

В 1937 году [20] Этторе Майорана обнаружил, что упростив уравнение Дирака (избавившись от мнимости операторов) можно описать новый класс частиц. Он предсказал, что должен существовать фермион, который является своей собственной античастицей. Эти частицы получили название Майорановских фермионов. Хотя они хорошо описаны теоретически

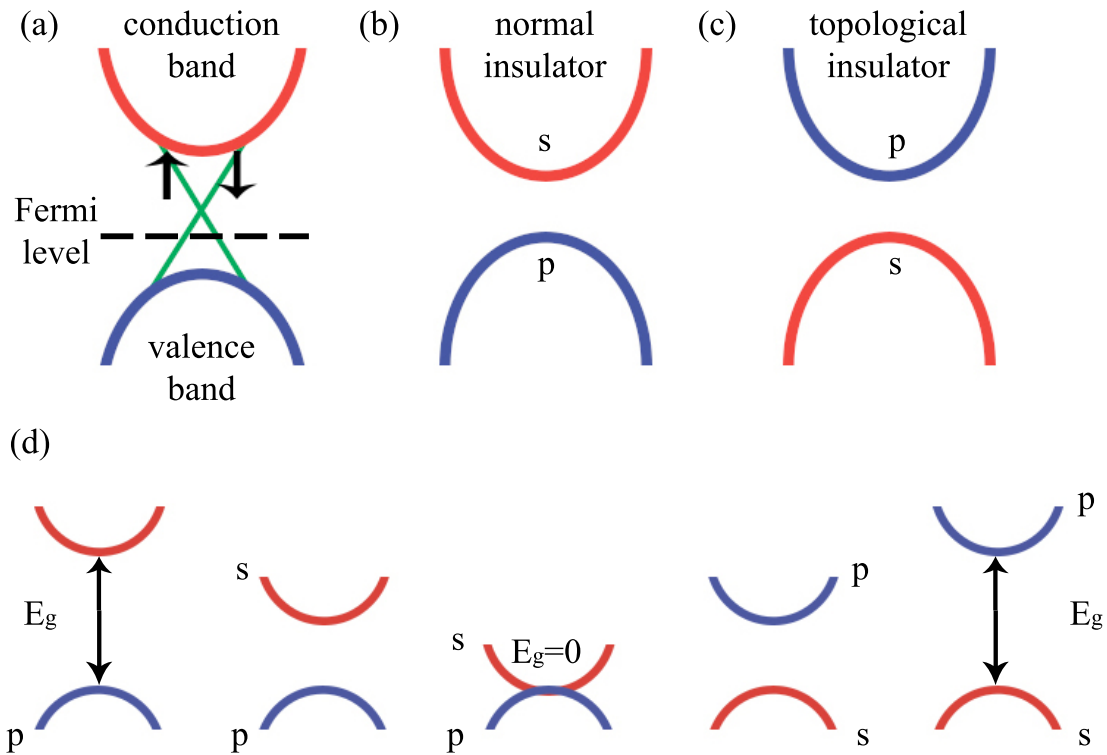


Рис. 1.5: (a) Линейный закон дисперсии Дирака (конус Дирака) для поверхностных состояний. (b) Зонная структура нормального изолятора. (c) Зонная структура топологического изолятора. (d) Порядок инверсии зонной структуры, которая приводит к топологически защищенным состояниям.

и встречаются в различных моделях, до сих пор они не были найдены. В физике конденсированного состояния существуют квазичастицы, которые имеют похожие характеристики, что и Майорановские фермионы. Сверхпроводники являются отправной точкой для поиска Майорановских фермионов, поскольку квазичастицы в сверхпроводниках описываются как суперпозиция электронов и дырок. Для Майорановского фермиона нам нужно состояние, которое имеет равные электронные и дырочные компоненты. Состояние точно по середине сверхпроводящей щели будет удовлетворять такому условию [22]. Однако не каждое Майорановское состояние полезно. Если волновые функции для двух Майорановских фермионов пересекаются, то частица и античастица могут взаимодействовать, а следовательно, и аннигилировать. Однако два изолированных Майорановских фермиона

могут быть использованы для создания состояния кубита. Поведение двух Майорановских фермионов в состоянии наполовину электрона и наполовину дырки, может быть описано, как поведение двухуровневой системы, где первое пустое (дырочное) состояние - это $|0\rangle$, а второе занятое (электронное) - это $|1\rangle$. Моды Майораны имеют нулевую энергию, это означает, что нет никаких затрат энергии на переход из основного в возбужденное состояние. В других квантово-механических системах, таких как частица в яме, мы должны внести определенное количество энергии для перехода на другой уровень и получить такое же количество назад при переходе обратно. В случае основного состояния, которое содержит мода Майораны, мы можем просто добавлять и отбирать Майорановские моды без затрат энергии. Основное состояние вырождается, и мы можем подготовить систему кубитов в любом состоянии по желанию [22–25]. Майорановские состояния можно наблюдать в системах сверхпроводник / топологический изолятор / сверхпроводник где они реализуются на базе Андреевских состояний (АС).

1.3.3 Андреевские состояния

В теории БКШ [1], разработанной Бардином, Купером и Шриффером, s-волновое сверхпроводящее состояние описывается, как взаимодействие между электронами с волновой функцией f и дырки с волновой функцией g в соответствии с уравнениями [6]

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 - \mu + V\right]f\Delta = i\hbar\frac{\partial f}{\partial t} \quad (1.15)$$

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 - \mu + V\right]g\Delta = i\hbar\frac{\partial g}{\partial t} \quad (1.16)$$

где V - контактный потенциал и Δ сверхпроводящая щель. Соответствующий энергетический спектр показан на (рис. 1.6(a)). Электроны, близкие к уровню Ферми, «пойманы» в потенциальной яме, где высота барьера задается сверхпроводящей щелью. Подобно квантово-механической модели частицы в яме, когда рассматривается отражение одиночного электрона от потенциального барьера, образуются только дискретные уровни энергии. Однако в сверхпроводниках мы должны учитывать процессы андреевского

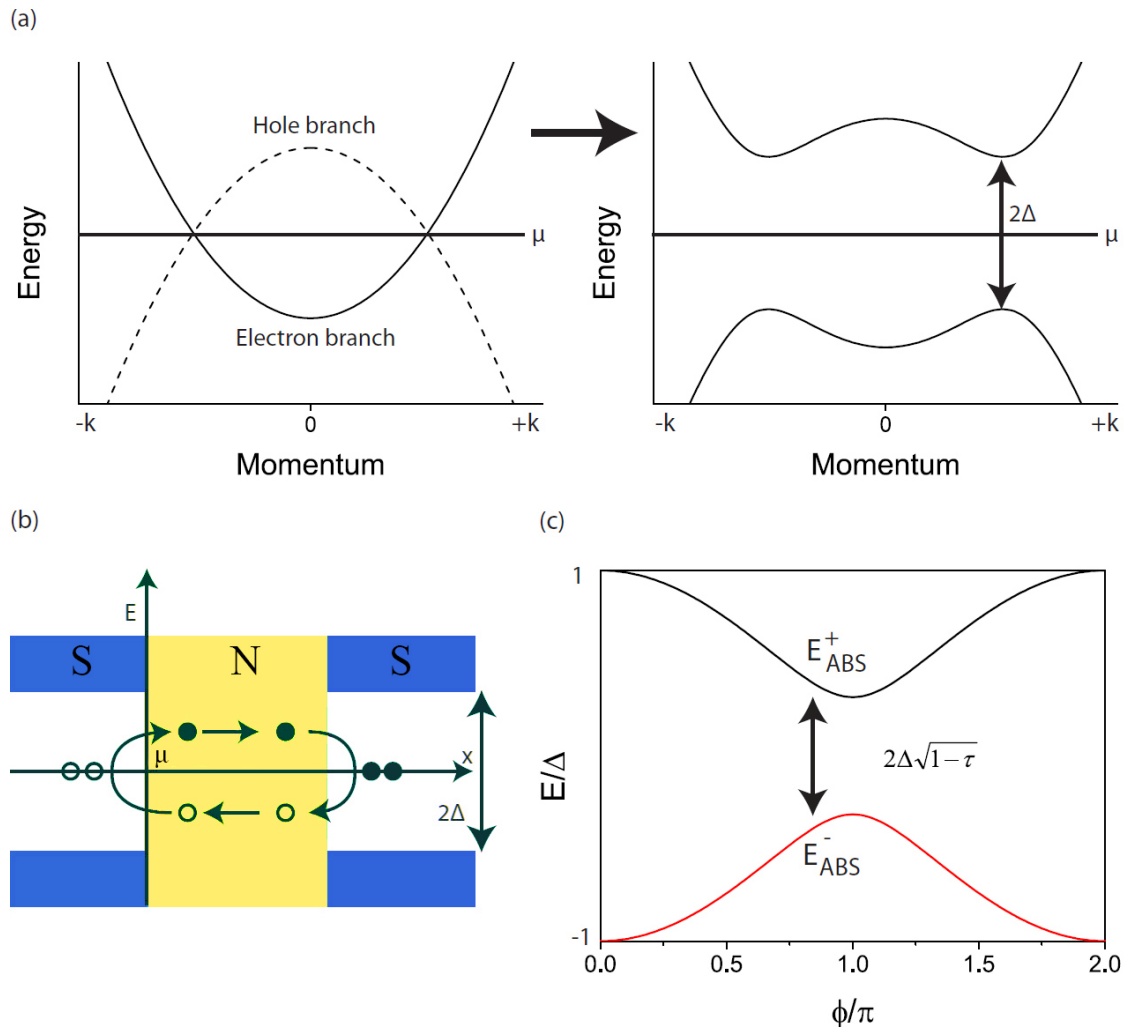


Рис. 1.6: (а) Энергетический спектр в полупроводнике. (б) Процесс Андреевского отражения в SNS переходе. (с) Андреевские состояния для SNS-перехода с длиной, меньшей длины когерентности.

отражения [26]. В таких процессах электрон с импульсом \mathbf{p} и энергией ξ меньше сверхпроводящей щели Δ налетающий из нормального металла на NS-границу отражается от нее в виде дырки с импульсом $-\mathbf{p}$ и энергией $-\xi$. При этом в сверхпроводнике образуется куперовская пара с импульсом \mathbf{p} (рис.1.6(b)). Результирующие дискретные энергетические состояния известны как андреевские состояния. Энергетический спектр показан на рисунке 1.6(с) и задается формулой [27]

$$E_{ABS}^{\pm} = \pm\Delta\sqrt{1 - \tau \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)} \quad (1.17)$$

где τ - вероятность передачи состояния и ϕ разность фаз между контактами. При низких температурах занята только самая низкая ветвь. Из этой ветви мы видим, что после фазового перехода между сверхпроводниками из 2π мы снова возвращаемся в то же самое состояние. Поэтому сказано, что джозефсоновский контакт 2π периодичен. Когда вместо s -волнового сверхпроводника используется p -волновой сверхпроводник, появляется дополнительный фазовый сдвиг из-за разности фаз сверхпроводящей щели. В p -волновом сверхпроводнике правые куперовские пары сдвинуты на фазу π относительно левых куперовских пар. Этот сдвиг фазы поглощается электронами в нормальном металле, когда они испытывают андреевское отражение. На первый взгляд, АС для S/N/S и S/TI/S-переходов выглядят похожими, но на самом деле они отличаются.

1.3.4 Майорановские состояния в системах TI/S

В этом разделе мы кратко обсудим свойства АС в S/TI/S системах. В работе [28] Fu и Kane наблюдали существование режима Майораны в системе сверхпроводник/топологических изолятор, она изображена на рисунке 1.7(a). Андреевский спектр для системы S/TI/S изображен на рисунке 1.7(b) На первый взгляд, он выглядит так же, как спектр S/N/S-перехода, но на самом деле между ними существуют существенные различия. Как обсуждалось в разделе 1.3.2, состояние кубита, состоящее из двух майорановских фермионов, может быть либо пустым, либо заполненным. Поэтому состояние вырождается с двумя собственными значениям, где одно собственное значение соответствует пустому состоянию (четной четности), а другое значение соответствует заполненному (нечетной четности). Пунктирная и сплошная ветвь на рисунке 1.7(б) соответствуют нечетным и четным состояниям кубита в Джозевсоновском S/TI/S контакте. Поскольку ветви соответствуют разным собственным значениям, они ортогональны и никакого взаимодействия не происходит. Это означает, что вместо фазового изменения в 2π мы должны изменить фазу на 4π , чтобы вернуться в исходное состояние [29]. Поэтому мы говорим, что периодичность по сравнению с нормальным джозефсоновским переходом удваивается [30]. Таким образом, наблюдение этой удвоенной периодичности, является отличительной

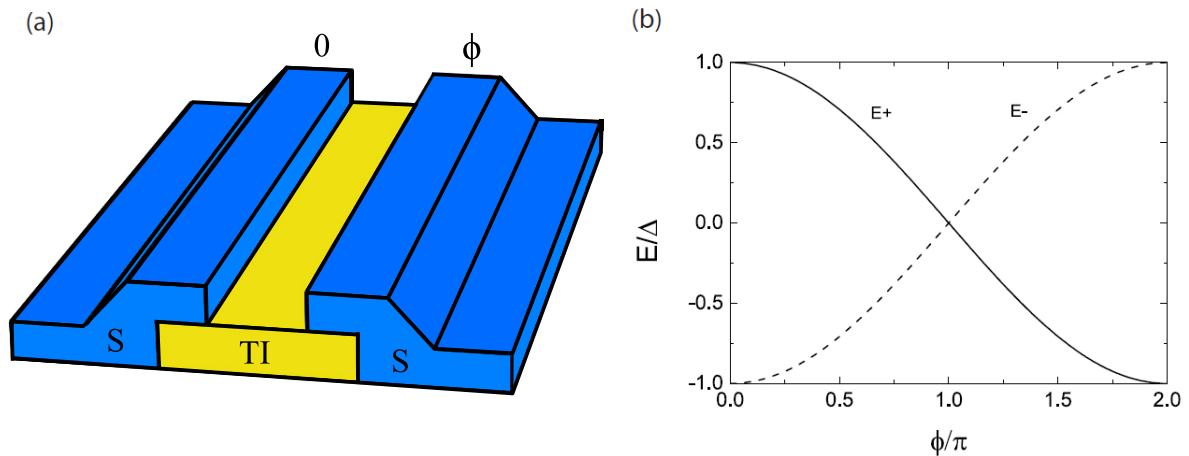


Рис. 1.7: (а) Джозефсоновский S/TI/S переход, разность фаз равна ϕ . (б) Спектр Андреевских состояний для системы сверхпроводник - топологический изолятор - сверхпроводник.

чертой существования режима Майораны в системах конденсированного состояния.

1.3.5 Наблюдения сверхтока в топологических изоляторах

В последнее время резко увеличилось количество работ с наблюдением Джозефсоновского сверхтока в топологических изоляторах [31–33]. В данном разделе приведен краткий разбор наиболее интересных из них. В статье [34] ТИ были получены с использованием метода, основанного на механическом отслоении от объемного кристалла. На рисунке 1.8 показаны изготовленные S/TI/S контакты. Здесь DC Джозефсоновский эффект вызывает осцилляции сверхпроводящего критического тока в приложенном магнитном поле. При однородном распределении плотности тока, зависимость критического тока от магнитного поля описывается функцией Фраунгофера:

$$I_c(\Phi_0) = I_c(0) \frac{\sin(\pi\Phi/\alpha\Phi_0)}{\pi\Phi/\alpha\Phi_0} \quad (1.18)$$

Здесь Φ_0 - квант магнитного потока. Рисунок 1.8 показывает типичные осцилляции критического тока, наблюдаемые в таких системах. Джозефсоновские соединения, изготовленные в данной статье хорошо описаны хорошо описываются формулой 1.18 с $\alpha = 1$, однако в статье [35] сообщают

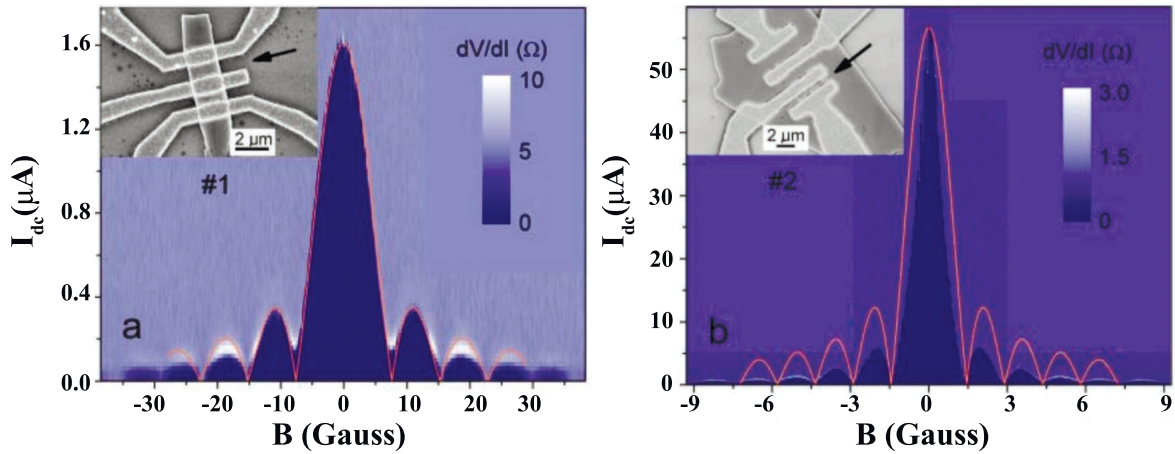


Рис. 1.8: (a) Зависимость дифференциального сопротивления dV/dI перехода № 1 (обозначенного стрелкой), измеренная при температуре 15 мК от магнитного поля. (b) Зависимость dV/dI от B для перехода №2. Критический ток осциллирует при повышении магнитного поля, отклоняясь от стандартной зависимости Фраунгофера.

об отклонениях от экспериментально полученных данных. Эти отклонения могут быть обусловлены фокусировкой потока в джозефсоновском контакте или геометрическими неоднородностями.

В статье [36] показано наблюдение Джозефсоновского сверхтока при температурах от 100 до 300 мК рисунок 1.9(b). Из графика зависимости дифференциального сопротивления dV/dI от температуры T видно, что когерентность и нулевое сопротивление сохраняется только до определенного температурного предела. На рисунке 1.9(a) показана нормированная температурная зависимость критического тока для 57 нм контакта. Характер проводимости в области слабой связи определяется этой температурной зависимостью. В данном случае она фитуется диффузионным пределом для SNS контакта, то есть длина перехода L больше, чем длина свободного пробега электронов. Уравнение Узалея 1.14 используется для описания данного случая [17, 19, 37]. Поскольку аналитического выражения для произвольной длины свободного пробега и прозрачности барьера нет, то выражение решалось численно с тремя параметрами подгонки [38].

На рисунке 1.9(c) показаны измерения в течении двух отдельных перезагрузок криостата. Показана зависимость $I_c(B)$ при температуре 30 мК

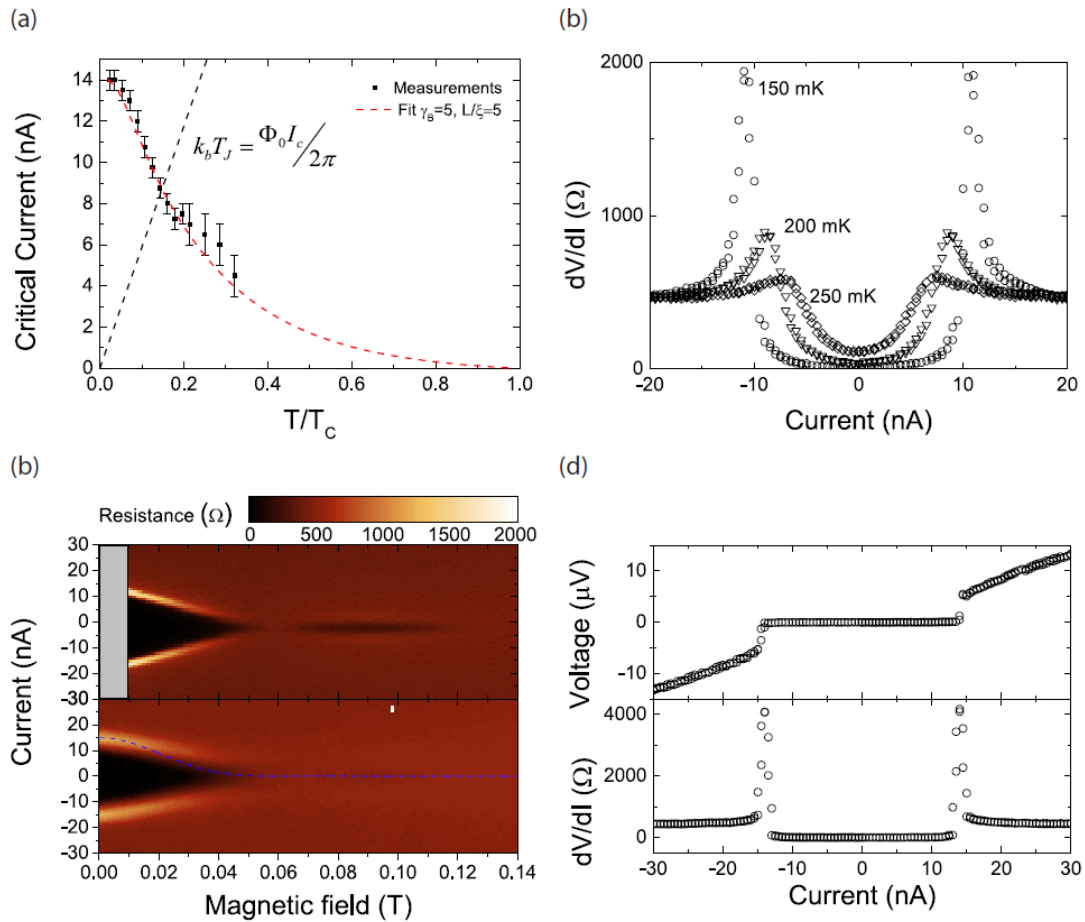


Рис. 1.9: (a) Температурная зависимость критического тока. (b) Серия вольт-амперных характеристик при различных температурах. (c) Зависимость критического тока от перпендикулярно приложенного магнитного поля. (d) Вольт-амперная характеристика и производная при базовой температуре, $I_c = 14$ нА, $R_n = 460$ Ом.

для одного и того же соединения. Изменения в сверхтоке во второй загрузке указывают, на небольшие изменения характеристик образца с течением времени. Верхняя картинка показывает типичную Фраунгоферовскую зависимость во время первого измерения. При использовании бондов из Al они переходят в сверхпроводящее состояние, из-за чего в месте контакта локально повышается температура. Во время второй загрузки использование бондов из Au приводит к снижению критического тока и изменению вида Фраунгоферовской зависимости.

В статье [39] было показано наблюдение ступенек Шапиро. Измерение

этих ступенек позволяет исследовать отношение вклада Майорановских состояний к Андреевским состояниям, соответствующее суммарному критическому току $I_c = I_4\pi + I_2\pi(B)$. Когда Джозефсоновский контакт облуча-

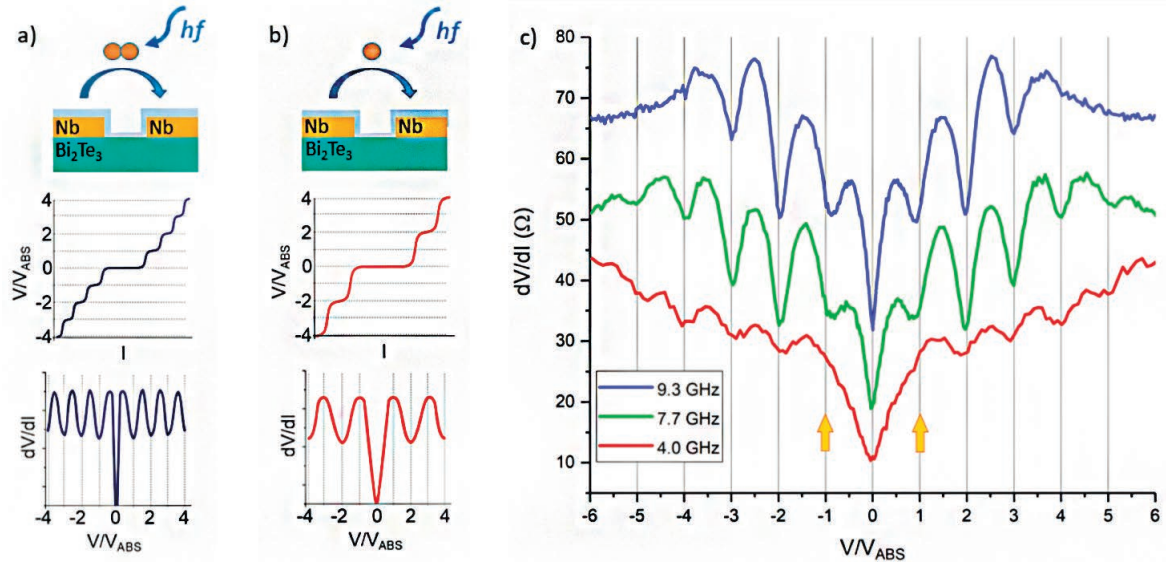


Рис. 1.10: (а) Наблюдение ступенек Шапиро. Куперовские пары при поглощении фотона показывают целочисленные ступеньки Шапиро. (б) Поглощение фотона одним электроном приводит к удваиванию периода ступенек Шапиро. (с) Реакция ступенек Шапиро на различные частотные диапазоны от 9.3 ГГц до 4 ГГц.

ется радиочастотным излучением, фотоны поглощаются в области слабой связи, увеличивая энергию носителей заряда внутри нее. Вышедшие частицы могут войти во второй электрод только, если его химический потенциал μ_2 сдвинут на $V = \mu_2 - \mu_1 = n * \frac{hf}{q}$. Здесь q это заряд, h - постоянная Планка, n - целое число, f частота радиочастотного сигнала и V напряжение на переходе. Для куперовских пар $q = 2e$. Под действием ВЧ-облучения образуются ступеньки при постоянных напряжениях и соответствующие провалы появляются на графике 1.10(а)[40]. Однако для Майорановских состояние $2e$ проводимость уменьшается до $1e$, то есть нечетные ступени исчезают, и только четные ступени остаются при чистом транспорте через Майорановские состояния рисунок 1.10(б).

ГЛАВА 2

Экспериментальные методы

Синтез высококачественных монокристаллов топологического изолятора является основой для изучения и использования их уникальных свойств. Тонкая форма ТИ может быть получена методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МВЕ) [41, 42], но это дорого и менее доступно. Механическое отслоение тонких листов из объемных кристаллов, широко используемое для получения графена из графита [43], также можно использовать для получения тонких слоев ТИ, но с очень низким выходом в совокупности с неправильной формой получаемых объектов. В данной работе использован метод физического переноса атомов и молекул в потоке аргона (Physical vapor deposition PVD) [44–46].

2.1 Экспериментальная установка

2.1.1 Описание

Для синтеза ультратонких монокристаллов методом физического переноса атомов и молекул в потоке аргона потребовались разработка и создание автоматизированной установки. Система была разработана в среде Solidworks (рисунок 2.1). Основные части изготовленной установки по-

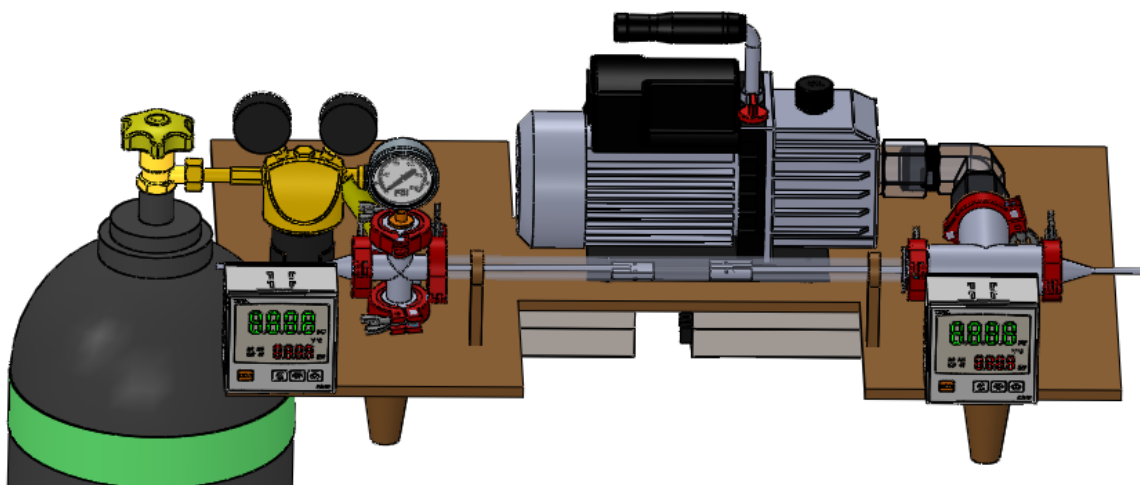


Рис. 2.1: 3D-модель экспериментальной установки в среде SolidWorks.

казаны на фотографии 2.2. Установка состоит из жесткого алюминиевого каркаса, горизонтальной кварцевой трубы фиолетовая область, держателей

с источником вещества и подложкой (красная область), средств создания и контроля вакуума (вакууметр (желтая область) и форвакуумный насос (зеленая область)) и двух PID контроллеров температуры желтая область рисунка 2.2.

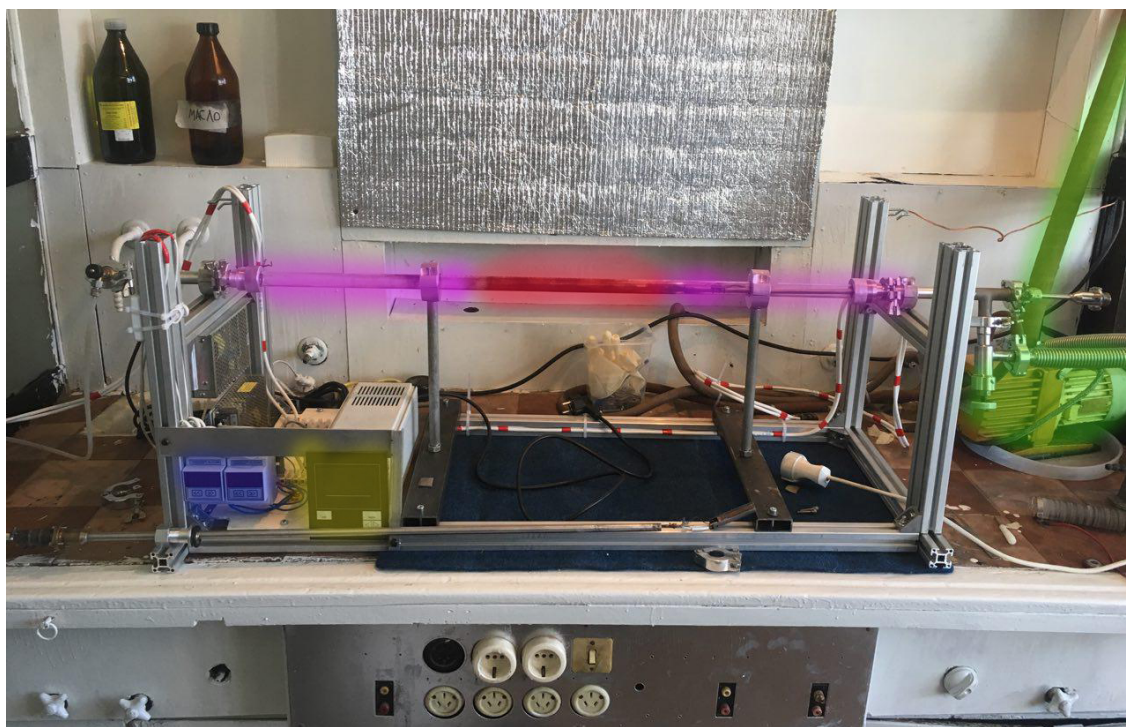


Рис. 2.2: Фотография экспериментальной установки. Цветами отмечены основные конструктивные элементы.

Помимо основных компонентов установка включает в себя: электрические вакуумные вводы и натекатели для напуска инертных газов (Ar, N_2), контроллеров приборов и средств автоматизированного контроля процесса синтеза (плат Arduino, компьютера и компьютерных программ). Главной технической особенностью является независимый контроль температур источника и подложки в пределах $20 - 700\text{ }^{\circ}C$. Это позволяет поддерживать и настраивать точный градиент температур, необходимый для синтеза. На рисунке 2.3 представлена электрическая схема установки. Блок управления установкой состоит из двух PID контроллеров температуры. Данные контроллеры температуры предназначены для нагрева до $800\text{ }^{\circ}C$ и гарантируют стабильное поддержание заданной температуры. Источник переменного тока подключается непосредственно к контроллерам.

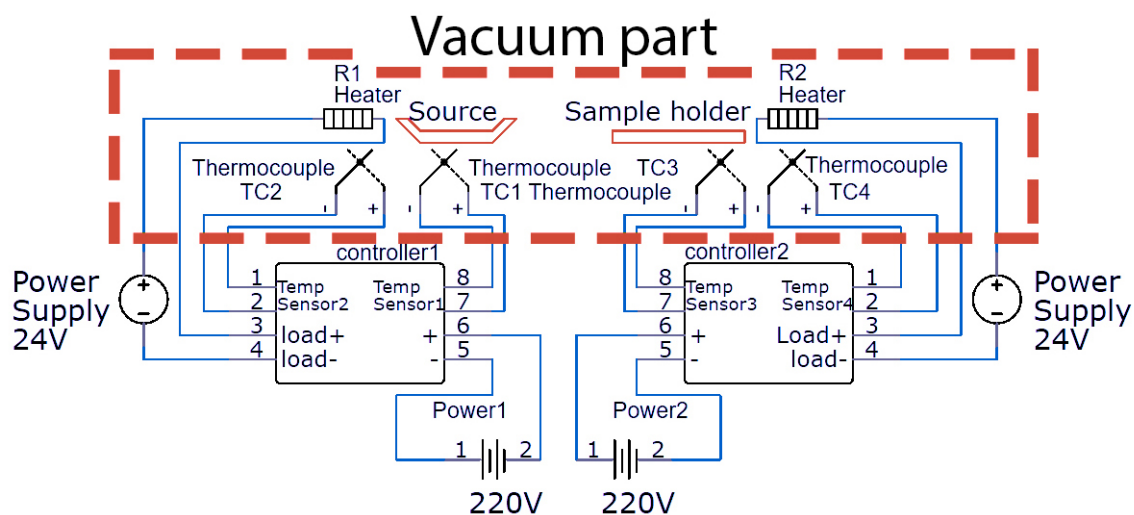


Рис. 2.3: Электронная схема экспериментальной установки.

Далее расположены трансформаторные низкошумящие блоки питания на 24 В производства Московского завода тепловой автоматики (МЗТА), широко известные в отечественной промышленности и ЖКХ. Это хорошо отработанные, высоконадежные изделия, которые применяются на самых ответственных объектах уже около 20 лет. Главное преимущество - это защита от короткого замыкания, защита от перегрузки, защита от перенапряжения и от перегрева. Специальные термостойкие кабели подводят напряжение

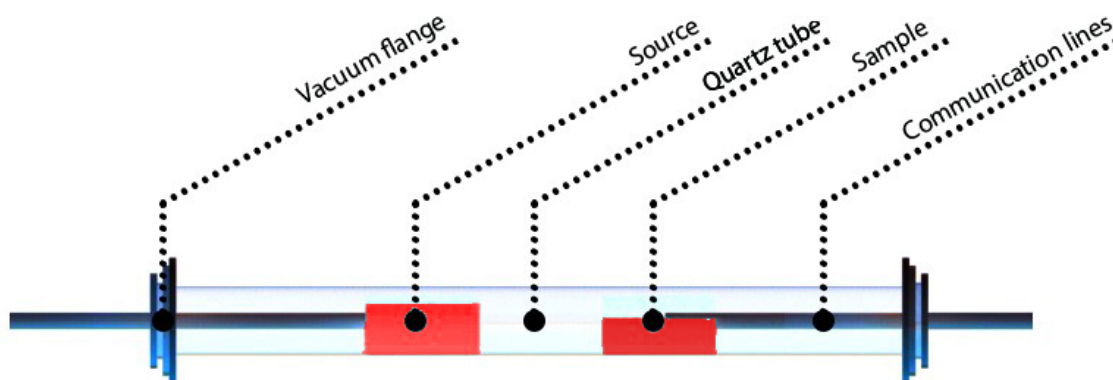


Рис. 2.4: Схематическое отображение кварцевой трубы-печи с отображением основных элементов.

в вакуумную зону на нагревательные элементы, расположенные непосредственно под образцом. Из контроллеров выходят по две термопары для

точного измерения температуры. Использование термопары – старейший, но очень надежный метод, способный давать точную температуру в самых экстремальных условиях. Термопары через вакуумные разъемы подходят непосредственно к держателю исходного материала и подложек. Схема вакуумной части представлена на рисунке 2.4. Данная установка заземлена в соответствии с требованиями безопасности.

2.1.2 Тестирование и автоматизация

2.2 Синтез топологических изоляторов

В данном разделе рассказывается о синтезе трех видов халькогенидов висмута: Bi_2Se_3 , $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{SeSb}$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ (основной материал). Ниже представлено точное описание методики синтеза. Приведены результаты переосаждений, характеристики, морфология и состав образцов. В ходе работы было синтезировано около 100 образцов, поскольку не весь синтез был успешным - здесь показаны наиболее интересные образцы.

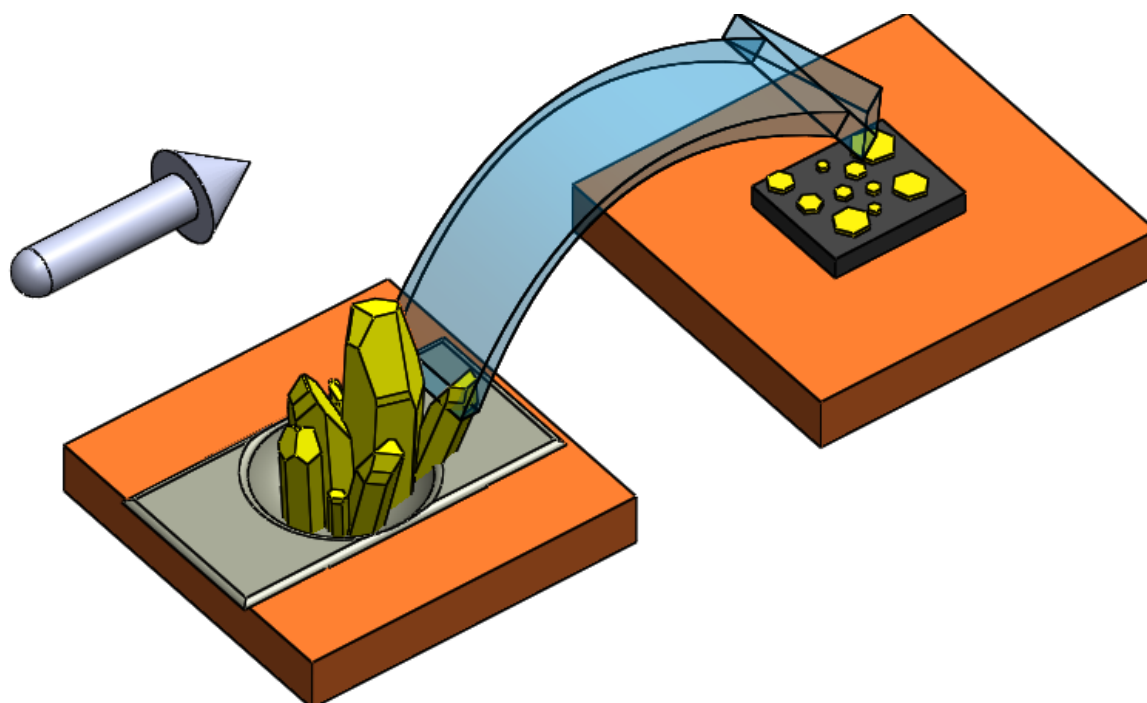


Рис. 2.5: Схематическое изображение PVD метода синтеза.

2.2.1 Метод синтеза

Синтез производится в кварцевой горизонтальной трубе-печи. Порошок исходного материала помещают в горячем центре на вольфрамовой лодочке, где расположен нагревательный элемент. Для удаления загрязняющих веществ кремниевые подложки подвергаются ультразвуковой очистке в ацетоне, спирте и дистиллированной воде (10 мин.), затем их сушат и размещают в холодной зоне примерно 5-15 см от центра. Перед проведением

синтеза производится продувка трубы сверхчистым аргоном для удаления остатков кислорода. Затем труба откачивается для создания приемлемого вакуума 0.1 торр и начинается нагрев исходного материала (500-600 °C) и кремневой подложки (300-400 °C). После выхода на постоянную температуру начинается переосаждение материала PVD методом в потоке молекул аргона при базовом давлении 100 торр. Рост продолжается в диапазоне от 5 до 30 мин. После роста пленки, источник и подложку оставляют охлаждаться естественным образом.

2.2.2 Bi_2Se_3

Первым исходным материалом для PVD переосаждения был взят Bi_2Se_3 . Он был изготовлен путем измельчения массивного куска Bi (рисунок 2.6(a)), и гранул Se (рисунок 2.6(b)). В соответствии с фазовой диаграммой соотношение Bi и Se составило 60% и 40% соответственно. Стабильная фаза Bi_2Se_3 начинает формироваться при температуре ~ 700 °C. В таблице 2.1 представлены параметры переосаждений для Bi_2Se_3 .

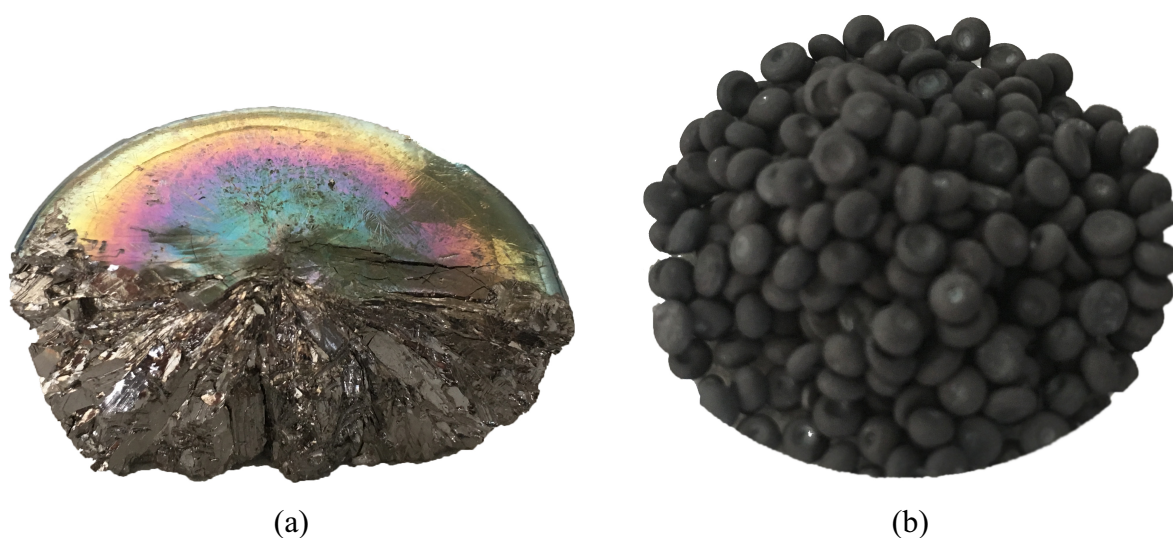


Рис. 2.6: Исходный материал. На (a) представлена кристалл Bi, а на (b) гранулы Se.

Результаты синтеза представлены на рисунке 2.7. Фотографии сделаны на сканирующем электронном микроскопе (SEM) - JEOL. Из-за неоднородности получившегося порошка, синтез получился неудачным. При неоднородном нагреве различных частей исходного материала начался прежде-

Таблица 2.1: Параметры синтеза Bi_2Se_3

parameters	Bi_2Se_3
T, source	500 °C
T, substrate	300 °C
P, pressure	100 torr
L, interval	10 cm
t, time	10 min

временный синтез. В результате сначала сформировались кристаллиты Se (рисунке 2.7(a)), а затем весь образец покрылся аморфной пленкой Bi_2O_3 (рисунке 2.7(b)). Латеральный размер кристаллитов Se составил $\sim 5 \mu\text{m}$, а толщина $\sim 1 \mu\text{m}$. Толщина аморфной пленки Bi_2O_3 составила $\sim 15 \mu\text{m}$. Размер и шероховатость зерен на поверхности пленки составил $\sim 200 \text{nm}$. Толщина сформировавшихся зерен $\sim 90 \text{nm}$, что соотносится с статьей [47].

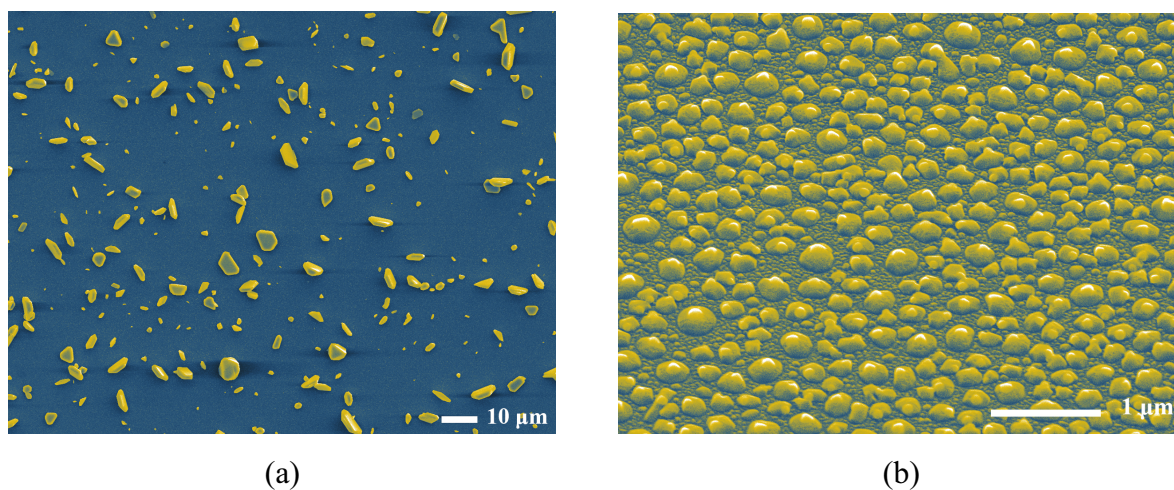


Рис. 2.7: SEM фотографии. На (a) представлены крупные кристаллиты Se а на (b) аморфная пленка Bi_2O_3 .

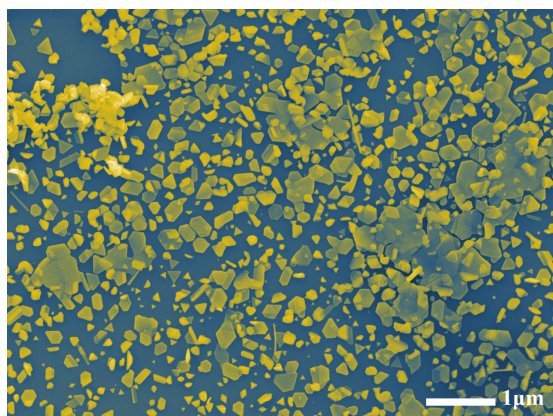
2.2.3 $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{SeSb}$

Следующим исходным материалом для отработки переосаждения стал $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{SeSb}$ 99,99%. Результаты синтеза с использованием данного материала показаны на фотографии 2.8. На рисунке 2.8(a) крупным планом показана

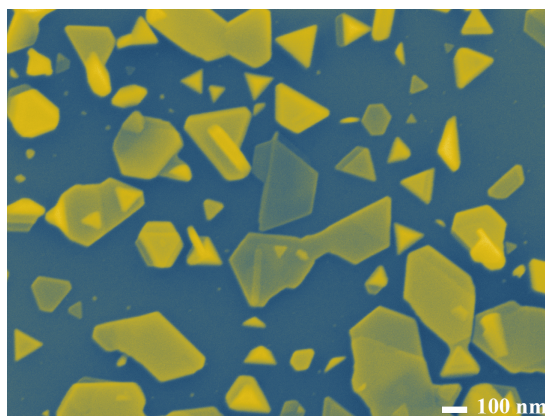
на область роста монокристаллов. Плотность монокристаллов достаточно высока, но пригодна для нанесения контактов. На рисунке 2.8(b) приведена SEM фотография образца в высоком разрешении. Видна треугольная и гексагональная морфология монокристаллов, поперечный размер составляет $\sim 100\text{-}300\text{ nm}$, а толщина оценивается в $\sim 10\text{-}60\text{ nm}$. В таблице 2.2 приведены оптимальные параметры для синтеза $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{SeSb}$. К сожалению из-за недостаточного количества данного материала не удалось отработать воспроизводимость образцов.

Таблица 2.2: Параметры синтеза $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{SeSb}$

parameters	$\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{SeSb}$
T, source	530 °C
T, substrate	300 °C
P, pressure	100 torr
L, interval	5 cm
t, time	20 min



(a)



(b)

Рис. 2.8: SEM фотографии образцов $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{SeSb}$.

2.2.4 $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ (основной материал)

В качестве основного материала был выбран $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$. Кристаллическая структура показана на рисунке 2.9(a). $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ имеет слоистую структуру, в которой пять атомарных слоев связаны ковалентно, а эти пятикратные слои

связаны друг с другом слабыми силами Ван-дер-Ваальса, что позволяет им легко расщепляться.

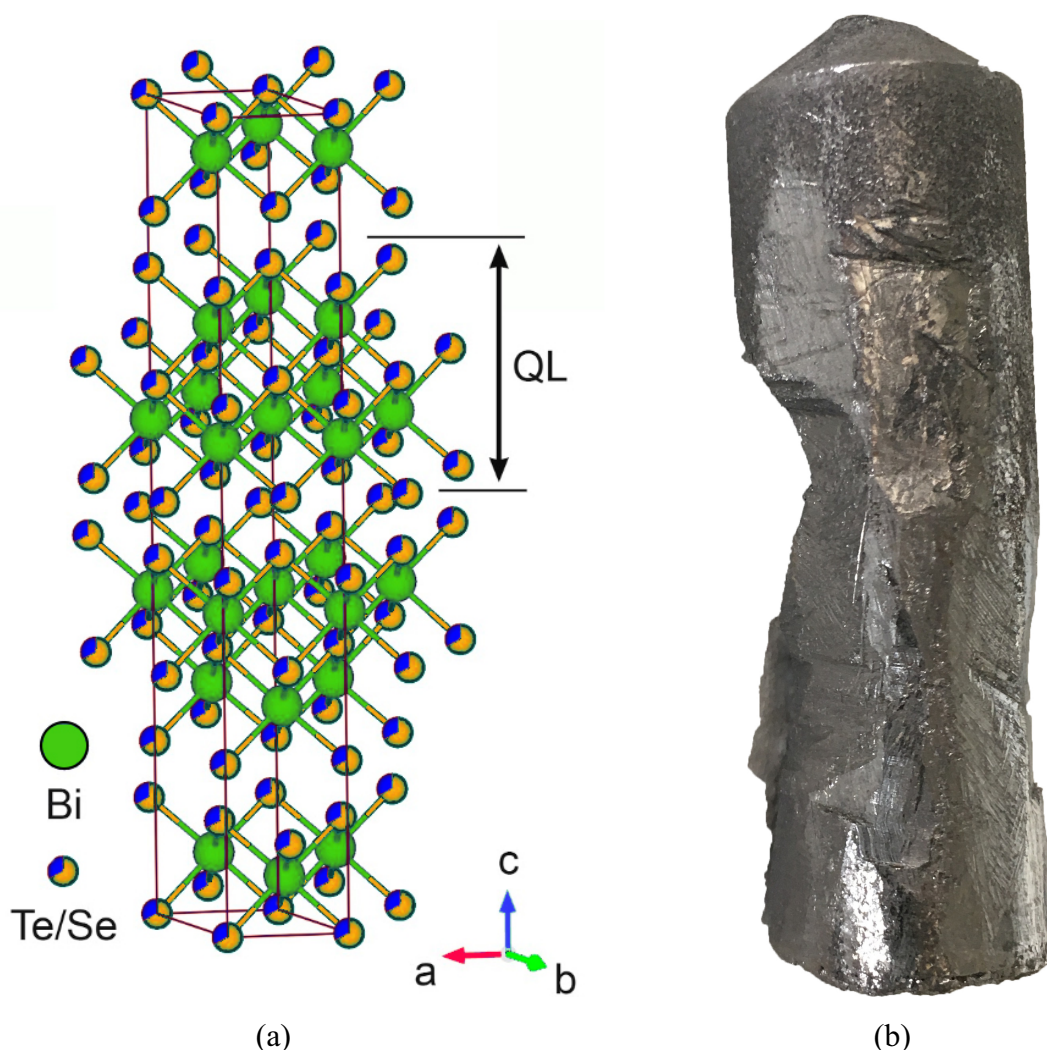


Рис. 2.9: (a) Кристаллическая структура $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$. (b) Фотография исходного сплава $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$, данный материал использовался в качестве основного в дальнейшей работе.

На рисунке 2.9(b) представлена фотография сплава $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$, изготовленного в лаборатории. Исходные материалы помещались в муфельную вакуумную печь, где в течении трех часов при температуре 850°C происходило спекание. Затем сплав превращали в мелкодисперсный порошок с помощью скальпеля и помещали в PVD установку для дальнейшего переосаждения. Для точного описания синтезированных наноструктур требуется знать точный элементный состав, определять фазы вещества и, в идеале, уметь количественно их оценивать. Для определения состава используется

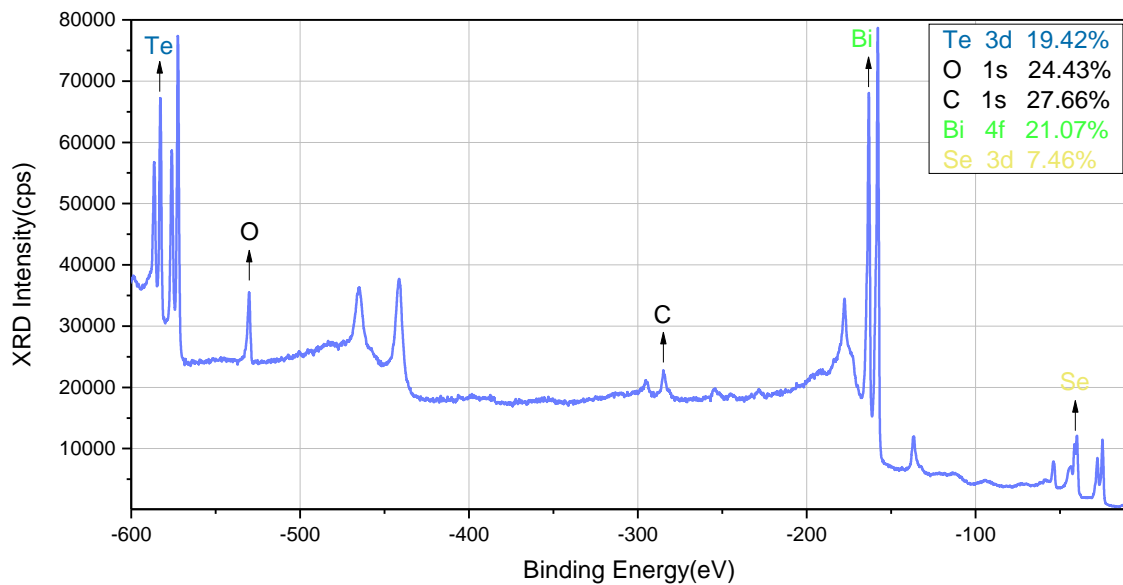


Рис. 2.10: Дифракционная картина для сплава $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$.

метод рентгеновской дифракции (XRD). Межатомные расстояния в кристаллическом материале сопоставимы по порядку, что и типичная длина волны рентгеновского излучения. Поэтому рентгеновская дифракция хорошим методом для данных образцов. На графике 2.10 показаны результаты XRD анализа порошка $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$. Из графика можно получить процентное соотношение висмута (Bi 21.03%), теллура (Te 19.42%), селена (Se 7.46%). Также на графике видны примесные фазы углерода C и кислорода O, образовавшиеся на поверхности образца.

I партия В таблице 2.3 приведены параметры синтеза первой партии $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$. В результате отработки методики были получены выводы, что концентрация монокристаллов сильно зависит от времени переосаждения и от расстояния между источником и подложкой.

Результаты синтеза показаны на SEM фотографии 2.11. На рисунке 2.11(a) крупным планом показана область роста монокристаллов. Подложка покрыта объемными монокристаллами с большой плотностью. Видна треугольная и гексагональная морфология, поперечный размер составляет $\sim 500\text{-}2000\text{ nm}$, также видны характерные места склейки, которые образуют мас-

Таблица 2.3: Параметры синтеза $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ (первая партия)

parameters	$\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$
T, source	500 °C
T, substrate	250 °C
P, pressure	100 torr
L, interval	10 cm
t, time	25 min

сивные объекты порядка 3-6 μm . Толщина монокристаллов составила больше 100 nm. Данные образцы не пригодны для структурирования, т.к. обладают слишком высокой концентрацией монокристаллов (рис.2.11(b)), а также некоторые из них растут перпендикулярно плоскости подложки.

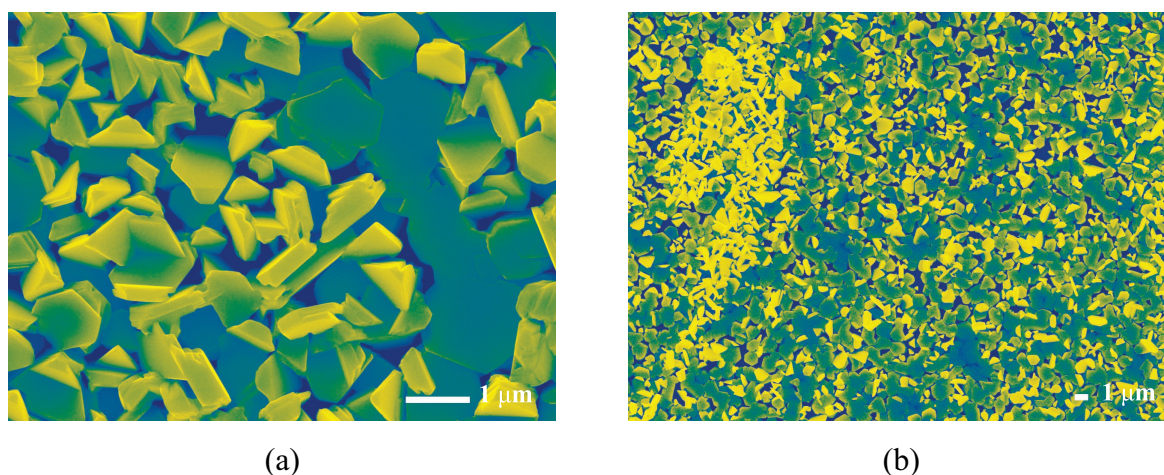


Рис. 2.11: SEM - изображения первой партии образцов $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$. (a) Крупный план объемных монокристаллов с толщиной 100-200 nm. (b) Общий вид образца, увеличение \times - 3000.

На графике 2.12 показаны результаты XRD анализа первой партии $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$. Из графика можно получить процентное соотношение висмута (Bi 11.34%), теллура (Te 10.26%), селена (Se 4.02%). Состав данных образцов соотносится с составом исходного материала. Примесные фазы углерода C и кислорода O, образовавшиеся на поверхности образца, здесь более ярко выражены.

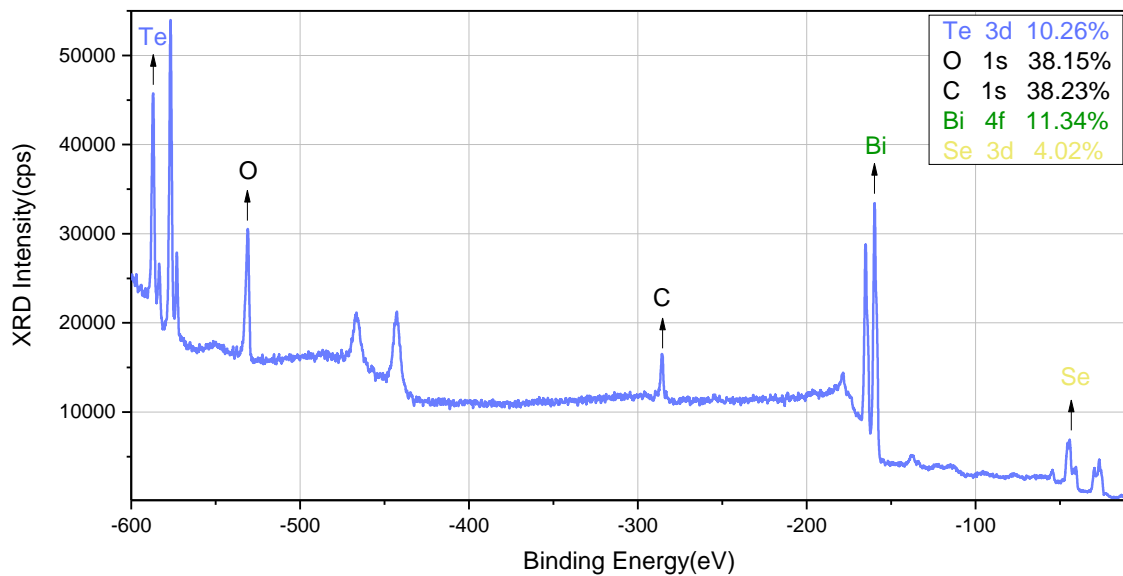


Рис. 2.12: Дифракционная картина для первой партии $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$.

V партия В таблице 2.4 приведены оптимальные параметры синтеза для пятой партии $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$. В результате варьирования различных параметров, была отработана методика по созданию ультратонких монокристаллов топологического изолятора. Морфология и состав монокристаллов сильно зависят от температуры подложки.

Таблица 2.4: Параметры синтеза $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ (пятая партия)

parameters	$\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$
T, source	550 °C
T, substrate	350 °C
P, pressure	100 torr
L, interval	10 cm
t, time	10 min

На рисунке 2.13(a) крупным планом показан монокристалл $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$. Вина четкая гексогональная морфология, поперечные размеры составляют ~ 500 nm, а толщина оценивается в ~ 20 nm. На рисунке 2.13(b) показан общий план подложки с монокристаллами, их размеры составляют от

100 до 1000 nm. Данный образец пригоден для структурирования методами электронной литографии. Он обладает достаточно хорошей концентрацией и размером монокристаллов.

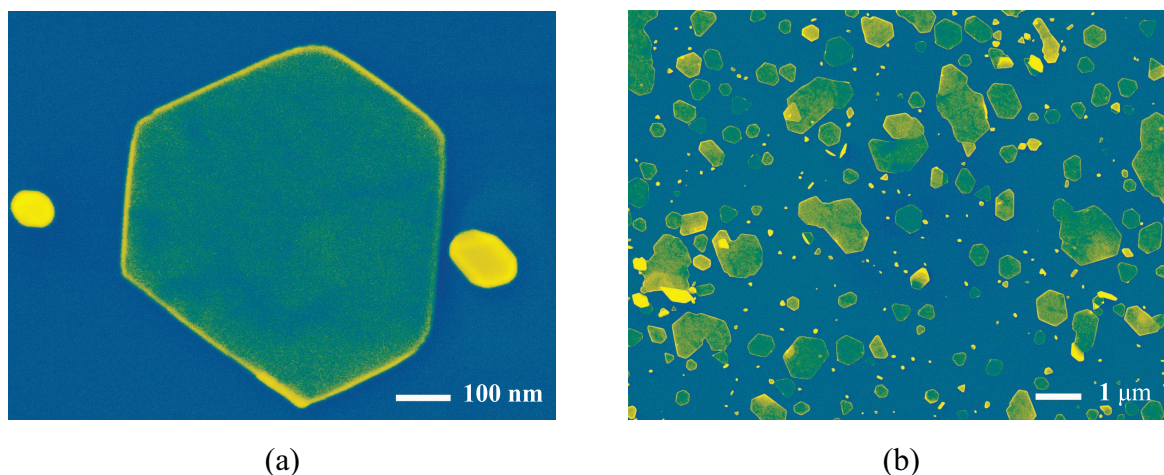


Рис. 2.13: SEM - изображения пятой партии образцов $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$. (a) Отдельный сверхтонкий монокристалл с поперечными размерами ~ 500 nm и толщиной ~ 20 nm . (b) Общий вид образца с монокристаллами треугольной и гексагональной морфологией, данный образец был структурирован методами электронной литографии.

На графике 2.12 показаны результаты XRD анализа первой партии $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$. Из графика можно получить процентное соотношение висмута (Bi 11.34%), теллура (Te 10.26%), селена (Se 4.02%). Состав данных образцов соотносится с составом исходного материала. Примесные фазы углерода C и кислорода O, образовавшиеся на поверхности образца, здесь более ярко выражены.

На графике 2.12 показаны результаты XRD анализа пятой партии $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$. Из графика можно получить процентное соотношение висмута (Bi 4.24%), теллура (Te 5.22%), селена (Se 2.08%). Состав данных образцов соотносится с составом исходного материала. В отличие от первых двух диаграмм пики углерода C и кислорода O более существенные (45% и 42%) соответственно. Это связано с тем что из-за сверхнизкой толщины монокристаллов ~ 20 nm их фазы сложнее детектировать, а также из-за однородности образца на легко образуются примесные загрязнения.

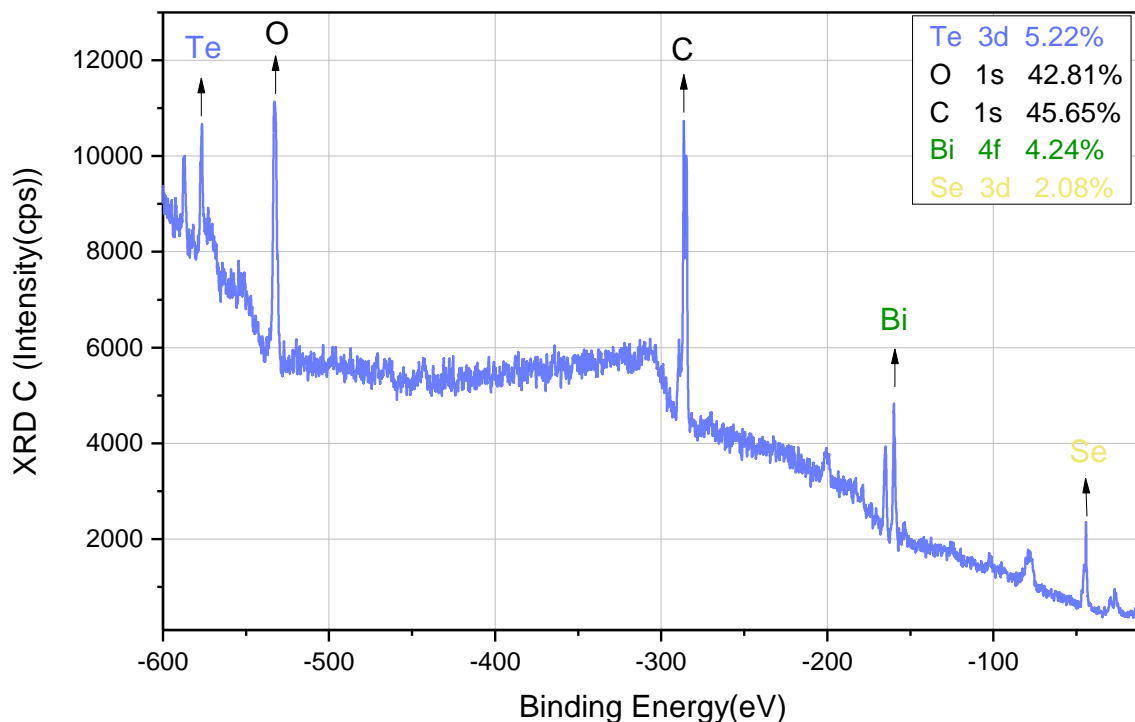


Рис. 2.14: Дифракционная картина для пятой партии $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$.

PVD метод для роста монокристаллов топологического изолятора является одним из самых доступных и качественных. Наши образцы показали идеально ровную поверхность с четкой треугольной и гексагональной морфологией. В дальнейших разделах будут исследованы свойства синтезированных наноструктур.

2.3 Фабрикация образца

2.3.1 Дизайн образца

Первым шагом при фабрикации образца является создание дизайна подводящих контактов для последующей электронной литографии. Чип имеет длину 15 мм и ширину 5 мм. В среде AutoCad была разработана оригинальная схема подведения контактов. Путем анализа фотографий со сканирующего электронного микроскопа, было выбрано 5 наиболее интересных областей с подходящей концентрацией монокристаллов. К каждой интересующей структуре была подведена квази-четырёхточечная система контактов, для минимизации контактного сопротивления рисунок 2.15.

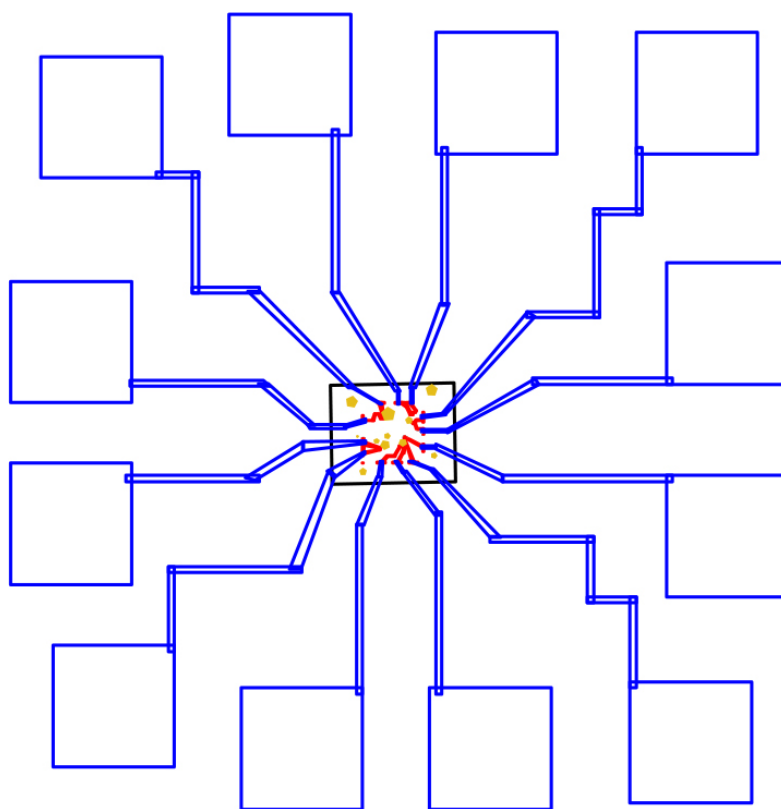


Рис. 2.15: Схема контактов для исследуемого образца.

2.3.2 Электронная литография

Электронная литография – на данный момент самый распространенный и надежный метод создания наноструктур [48]. Предел разрешения в электронном литографе теоретически может достичь величины близкой к 0.1 нм [49]. В научных исследованиях удавалось вытравливать линии шириной

1.5 нм при использовании луча диаметром 0.5 нм [50]. На рисунке 2.16 показаны основные этапы электронной литографии. Сначала образец (рис. 2.16(a)) покрывается PMMA резистом (рис.2.16(b)), затем происходит засветка резиста электронным лучом (рис.2.16(c)). Засветка происходит электронами с большой энергией, с ускоряющим напряжением $\sim 20\text{-}50\text{kV}$. В данной работе использовались две технологические рамки полей 100×100 мкм для более тонких структур, и 600×600 для более широких и контактных площадок. Это позволяет сократить время засветки. Чтобы металл не разорвался в нахлестах на нерабочие прямоугольники, в этих местах было выполнено уширение места контакта. Следующим этапом идет растворение засвеченного электронного резиста (рис.2.16(d)) и магнетронное напыление сверхпроводящих контактов (рис.2.16(e)) о котором подробно рассказано в следующем разделе. Последним шагом является удаление резиста растворителем (lift-off) (рис.2.16(f)).

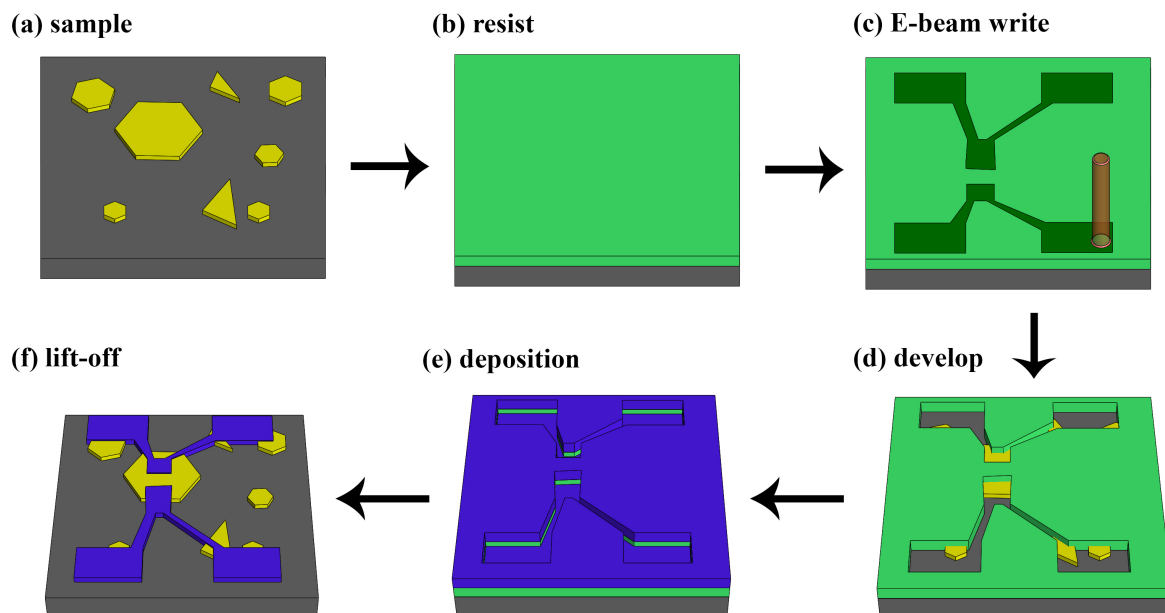


Рис. 2.16: Основные этапы электронной литографии.

2.3.3 Магнетронное напыление

Для напыления тонких пленок использовался метод магнетронного напыления. Суть метода в том, что в электрическом поле между подложкой

и мишенью положительно заряженные ионы инертного газа Ar ускоряются в направлении от мишени к подложке. При столкновении с поверхностью мишени заряженные ионы выбивают нейтральные атомы вещества с кинетическими энергиями выше 10 эВ. После чего атомы разлетаются в пространство камеры и осаждаются на подложку. Магнетронная установка

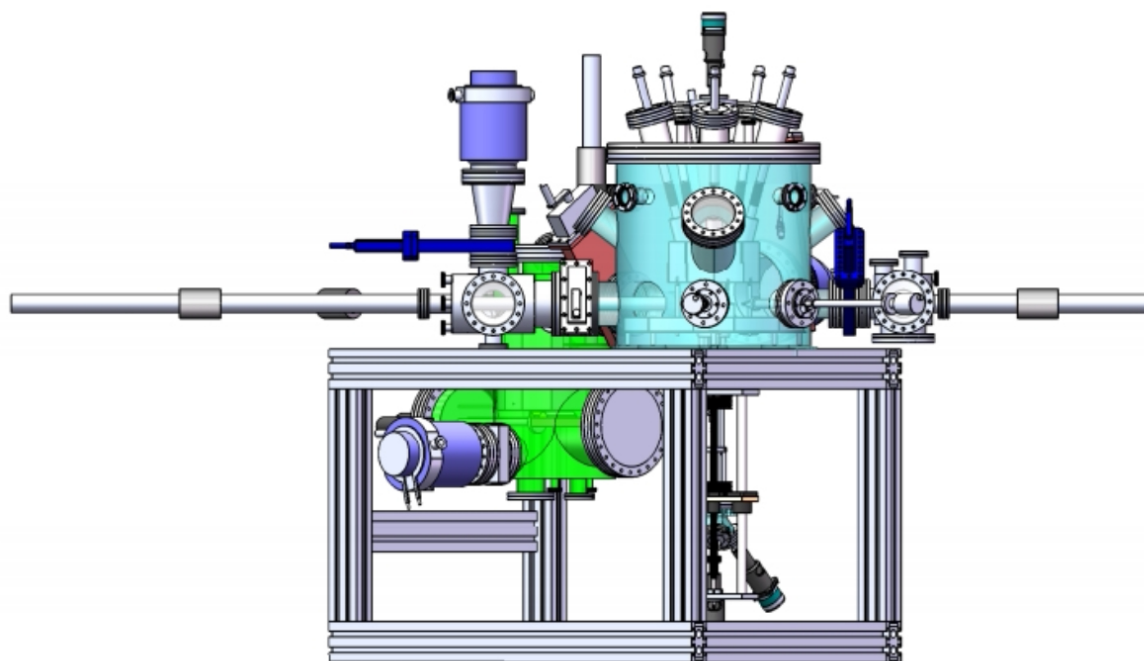


Рис. 2.17: Чертеж установки магнетронного напыления.

ка, в которой были напылены сверхпроводящие Nb контакты изображена на рисунке 2.17. Расстояние от подложки до мишени в ней составляет 6 см, в этом же пространстве находится автоматическая шторка и зона для манипулятора загрузки образца. Шторка позволяют проводить предраспыление мишени для получения очищенной от окислов поверхности. Держатель подложки имеет функцию вращения. Типичная мощность, выдаваемая источником на магнетрон – 150 Вт.

Схематическое изображение S/TI/S контакта показано на рисунке 2.18. Предварительно подложка подвергалась очистке в аргонной плазме при давлении 2×10^{-2} мбар, мощности 60Вт ускоряющем напряжении 500 В, 10 сек. Затем, в ходе одного вакуумного цикла, напылялись ниобиевые контакты. Остаточный вакуум 7×10^{-7} мбар, рабочее давление 10^{-2} мбар, тол-

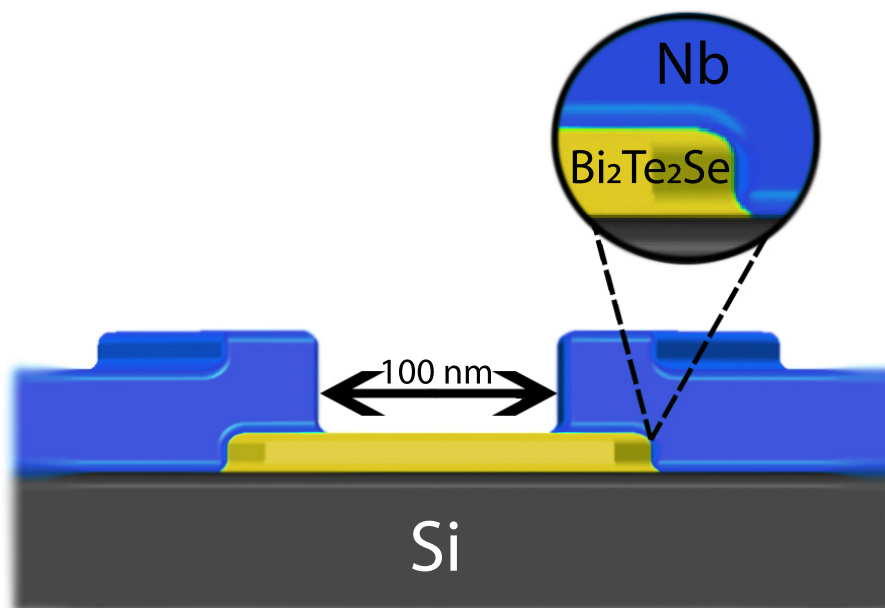


Рис. 2.18: Схематическое изображение S/TI/S контакта. Сверхпроводящие контакты выполнены из ниобия Nb, в качестве слабой связи использован монокристалл топологического изолятора Bi₂Te₂Se.

щина ниобия 70 нм. После напыления подложку оставляют в ацетоне до растворения резиста, сушат и образец готов к измерениям. СЭМ фотография изготовленного S/TI/S контакта представлена на рисунке 2.19, видно, что контакты перекрыли один монокристалл и нет закоротки.

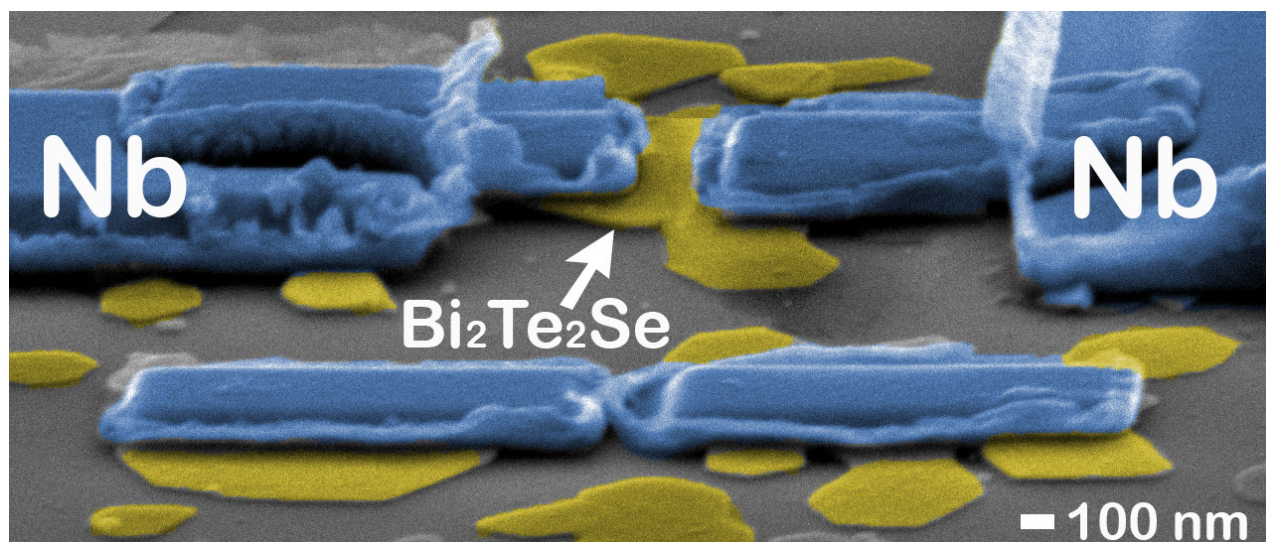


Рис. 2.19: SEM фотография Джозефсоновского S/TI/S контакта под углом 45°, виден зазор 150 nm между сверхпроводящими Nb берегами.

2.4 Измерительные установки

Для работы сверхпроводящей электроники необходимы низкие температуры. Ниобий, использованный в описанных образцах, начинает сверхпроводить при температуре 8 К. В нашей работе использовались две измерительные установки. Heliox - мобильная вставка в транспортный дьюар с температурой до ~ 0.25 К рисунок 2.20(a). Bluefors - рефрижератор растворения с базовой температурой ~ 17 мК 2.20(b).

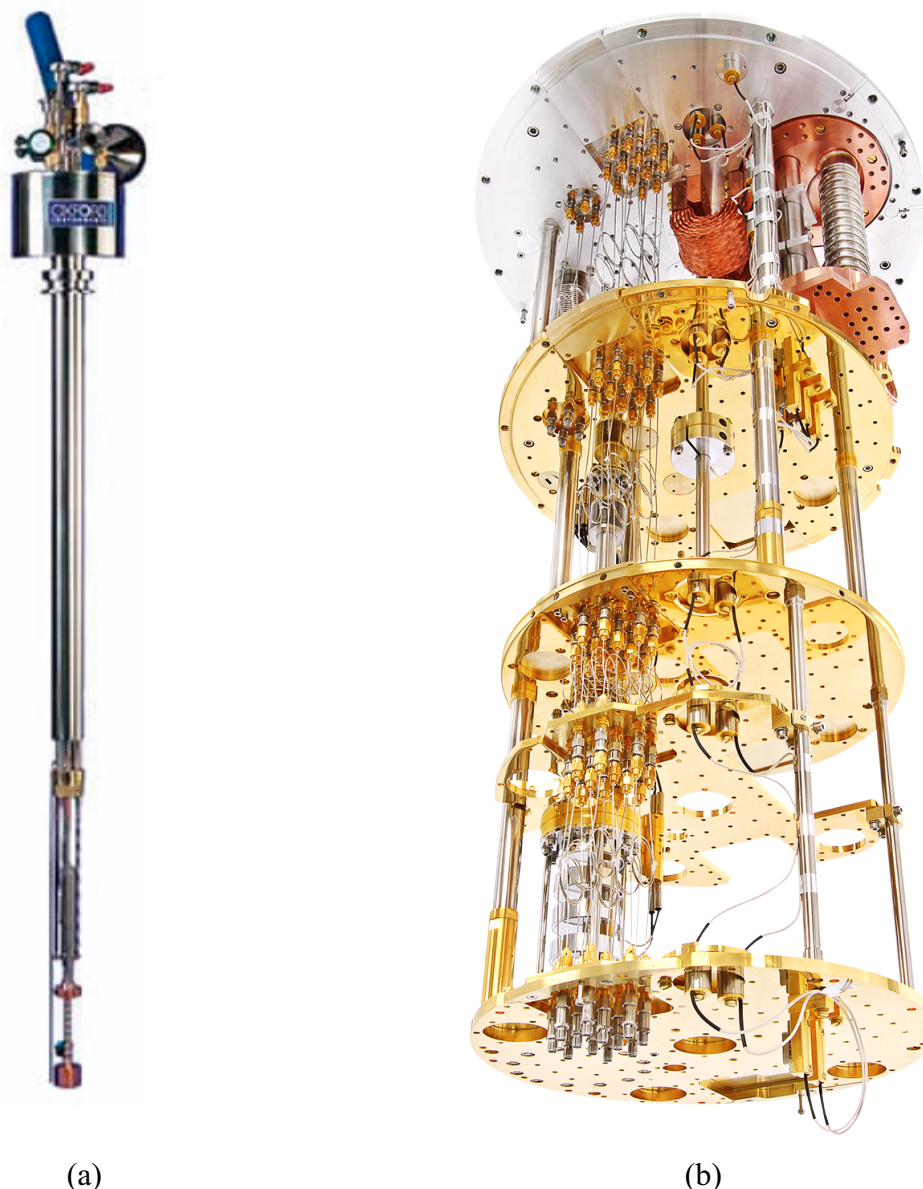


Рис. 2.20: (a) Мобильная вставка в транспортный дьюар HelioxVL с базовой температурой 250 мК. (b) Рефрижератор растворения Bluefors-LD250 с базовой температурой 17 мК.

2.4.1 Heliox

Описание. Основной установкой для низкотемпературных измерений транспортных свойств джозефсоновских S/TI/S переходов, являлся криостат ^3He (HelioxVL) с базовой температурой ~ 0.25 К. Основные части ^3He криостата показаны на рисунке 2.21. Достижение низких таких температур происходит в несколько этапов. При комнатной температуре внутреннюю вакуумную камеру (IVC) герметизируют и вакуумируют с использованием пасты на основе силикона, нанесенной на скользящее уплотнение конуса, что позволяет системе достичь приемлемого уровня вакуума. Обычная вакуумная смазка не может использоваться, так как это может привести к попаданию сверхтекучего ^4He в IVC объем. Далее вставка медленно

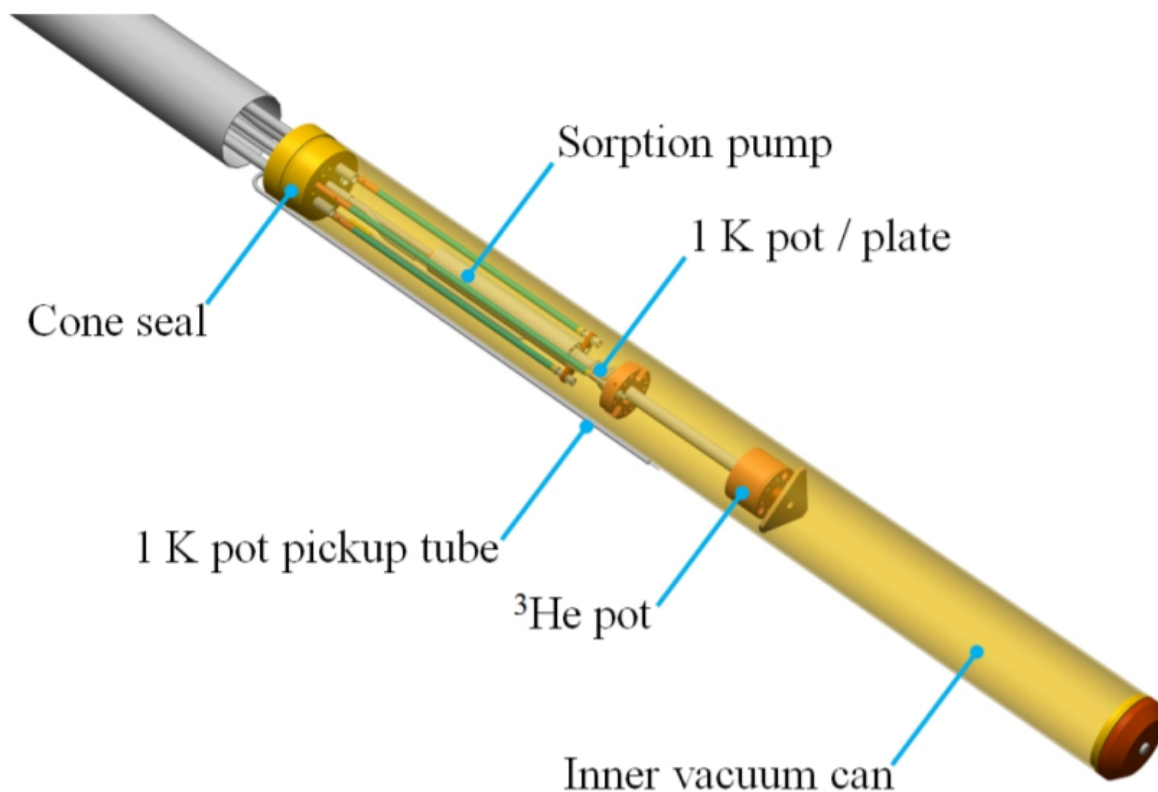


Рис. 2.21: Схема компоновки вставки HelioxVL.

опускается в транспортный дьюар с жидким гелием ^4He и охлаждается до температуры 4.2 К. Заключительным этапом идет конденсация ^3He в одноградусной камере. ^3He имеет критическую температуру ~ 3.3 К, при этой температуре начинается конденсация. Для закачки ^3He в одноградус-

нюю камеру производится нагрев сорбционного насоса. После того как ^3He сконденсировался, нагрев выключают и на пластине ^3He устанавливается температура ~ 0.25 К. При грамотном использовании установки можно сохранять данную температуру около 5-7 часов.

Измерительная схема. Транспортные измерения осуществляются при помощи прецизионного источника тока Keithley 6220 и нановольтметра Keithley 2182А 2.22(а). Измерения вольт-амперных характеристик осуществляются по стандартной 4-х точечной схеме. Термометрия осуществляется при помощи следующих приборов: прецизионного источника тока Keithley 6220 и мультиметра Keithley 2000, цифровой контроллер Mercury iTC 2.22(а) расположен сверху, управляющий термометрами и нагревателями, источник тока Yokogawa GS200, применяющийся для работы с нагревателем держателя. На входе в криостат располагается коммутационная коробка на 24 линии. Для проведения магнитотранспортных измерений транспортный дьюар



Рис. 2.22: (а) Фотография стойки с измерительными приборами. (б) Сверхпроводящий соленоид с полем до 2 Тл, установленный в транспортный дьюар.

ар был дополнительно оборудован сверхпроводящим соленоидом рисунок

2.22(b). Сверхпроводящий соленоид разрабатывался исходя из геометрических размеров вставки $d = 40$ см и горловины транспортного дьюара $d = 68$ см. Стенки соленоида составляют 2 см длина $l = 20$ см, а рабочая область намотки составляет 7 см. Для намотки был взят Nb провод диаметром 0.33 мм. Магнитное поле в соленоиде рассчитывалось по формуле:

$$B = \mu_0 n I \quad (2.1)$$

где $n = N/l$ - плотность намотки, а $N = 12800$ количество витков. В итоге расчетное поле составило 800 Гс/А. После установки и охлаждения соленоида, он был откалиброван датчиком Холла и показал магнитное поле 500 Гс/А, что вполне достаточно для наших образцов. На рисунке 2.23 показана установка для намотки соленоидов.



Рис. 2.23: (а) Установка для намотки соленоидов.

Держатель образца. Для проведения низкотемпературных экспериментов с малым уровнем шумов при токах вплоть до наноампер был изготовлен специальный держатель для образца (рис.2.24). Для обеспечения высокой теплопроводности в качестве материала используется бескислородная медь. На держателе располагается специальный низкотемпературный разъём, ответная часть которого была установлена на объёме ${}^3\text{He}$ вставки. Все 24 сигнальные линии имеют на держателе RC-фильтры. Линии термостабилизированны с помощью термоякоря. Кроме того, для контроля температуры на держателе установлен нагреватель с сопротивлением 200 Ом, выполненный из константановой проволоки с бифилярной намоткой. Термометрия осуществляется с помощью германиевого термометра, позволяющего осу-

ществлять контроль температуры от 300 К до 0.25 К. Базовая температура, достижимая при использовании данного держателя, составляет 0.25 К.

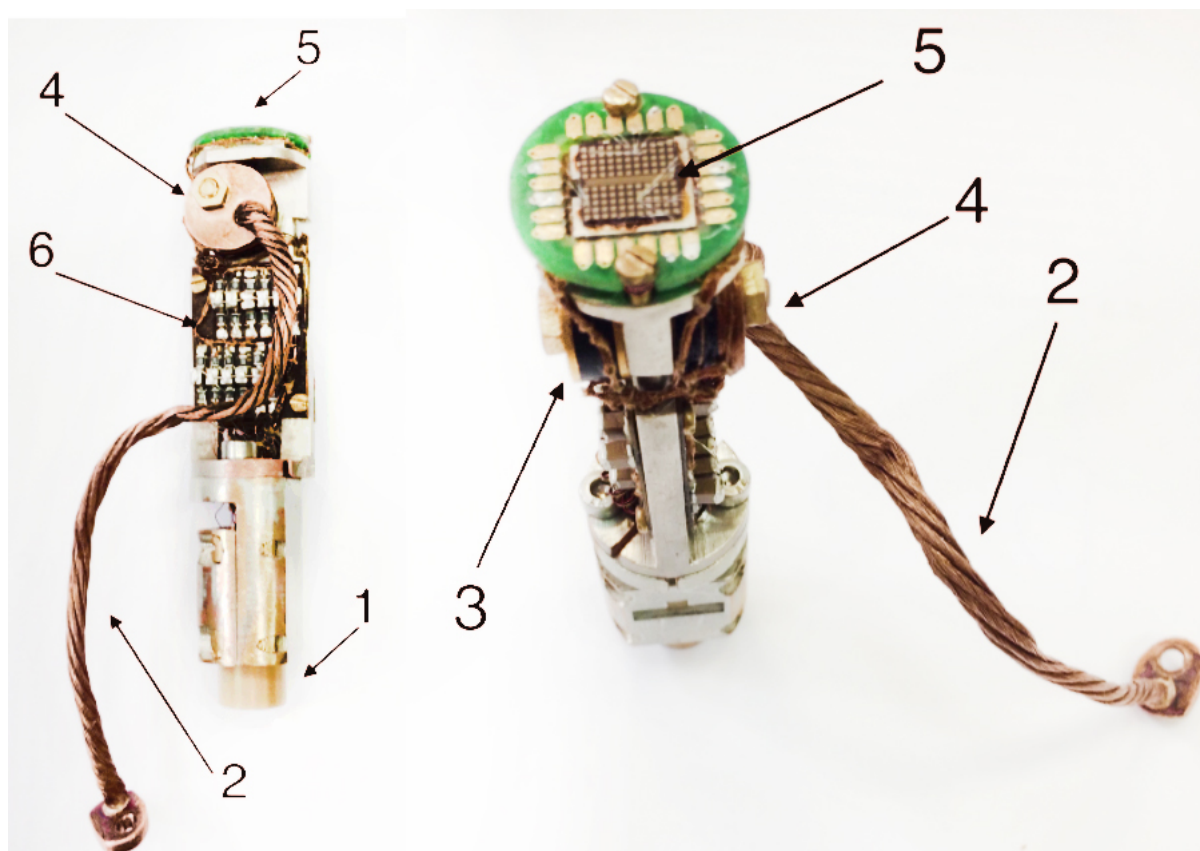


Рис. 2.24: Держателя образца. 1- низкотемпературный разъем, 2- медный термоякорь, 3- германиевый термометр, 4- нагреватель, 5 – установленный образец, 6 – RC-фильтры.

2.4.2 Bluefors

Описание. Для получения сверхнизких температур использовался рефрижератор растворения изотопа гелия-3 в гелии-4, изображенный на рисунке 2.25. С его помощью достигается рабочая температура в 17 мК. Процесс охлаждения разбивается на несколько этапов. Чтобы снизить тепловое взаимодействие с окружающей средой, криостат закрывается четырьмя тепловыми экранами, один на другой по принципу матрешки. Из системы откачивается воздух до давления 10^{-5} мбар. Вакуум требуется для того, чтобы термически изолировать ступени криостата 2.20(b) друг от друга, а также, чтобы исключить образование конденсата на внутренних поверхностях вакуумной камеры.

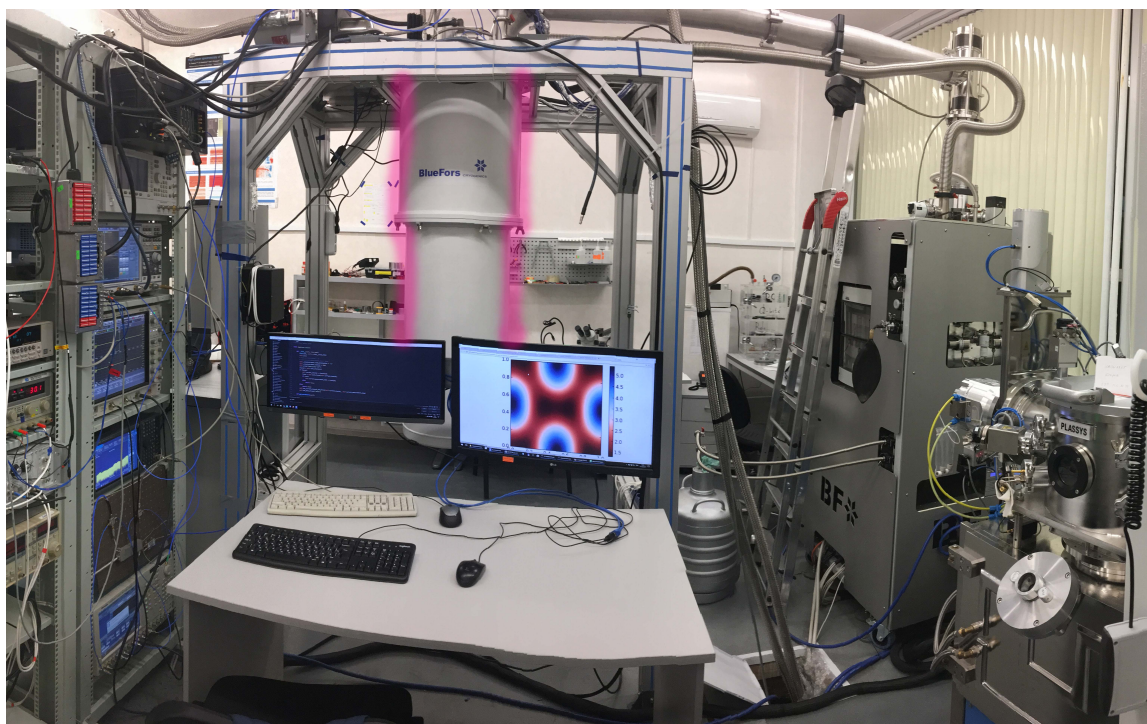


Рис. 2.25: Фотография рефрижератора растворения Bluefors-LD250, расположенного в лаборатории сверхпроводимости. Розовым цветом отмечена основная вакуумная камера.

Следующим этапом включается охладитель на пульсирующих трубках. Он представляет из себя тепловую машину, работающую по принципу двигателя Стирлинга. Рабочий газ последовательно сжимается и расширяется, при этом меняется его температура. Чтобы организовать отток тепла из области камеры криостата нужно пространственно разделить область сжатия и область расширения. Помимо этого в охладителе на пульсирующих трубках газ проходит через регенератор – пористый газопроницаемый материал с большой теплоемкостью. В процессе расширения регенератор охлаждается, нагревая газ, а в процессе сжатия нагревается, снижая температуру проходящего через него газа. Такой рефрижератор хорош тем, что в области, где происходит охлаждение отсутствуют подвижные детали, а значит не возникает трения. Таким образом, минимальная достижимая температура не ограничена теплом, возникающим при трении. Охладитель на пульсирующих трубках работает до достижения в криостате температуры в несколько Кельвин. Финальное охлаждение до сотых долей Кельвина про-

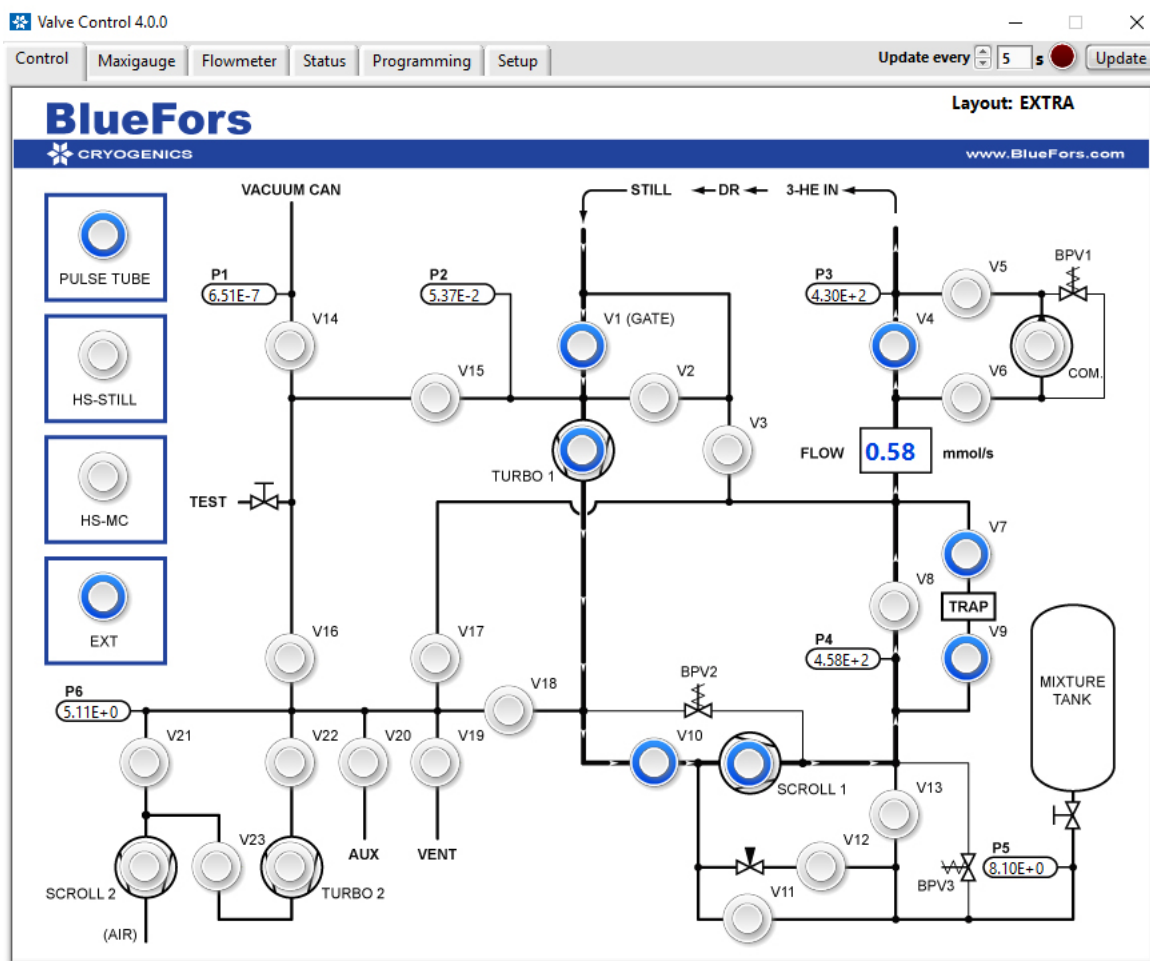


Рис. 2.26: Консоль управления рефрижератором растворения BF-LD250 в процессе циркуляции смеси изотопов гелия. Циркуляция обеспечивается турбомолекулярным и спиральным безмасляным насосом. Гелий проходит через азотную ловушку, чтобы исключить присутствие в смеси воды, кислорода и других веществ, замерзающих при азотной температуре.

исходит за счет циркуляции смеси гелия-3 и гелий-4 в контуре криостата рисунок 2.26. Консоль управления рефрижератором растворения BF-LD250 в процессе циркуляции смеси изотопов гелия. Циркуляция обеспечивается турбомолекулярным и спиральным безмасляным насосом. Гелий проходит через азотную ловушку, чтобы исключить присутствие в смеси воды, кислорода и других веществ, замерзающих при азотной температуре. При охлаждении ниже 700 мК смесь изотопов гелия испытывает самопроизвольное разделение фаз, образуя фазу, богатую ^3He и фазу, богатую ^4He . Процесс переноса атомов ^3He из фазы, богатой ^3He в фазу богатую ^4He

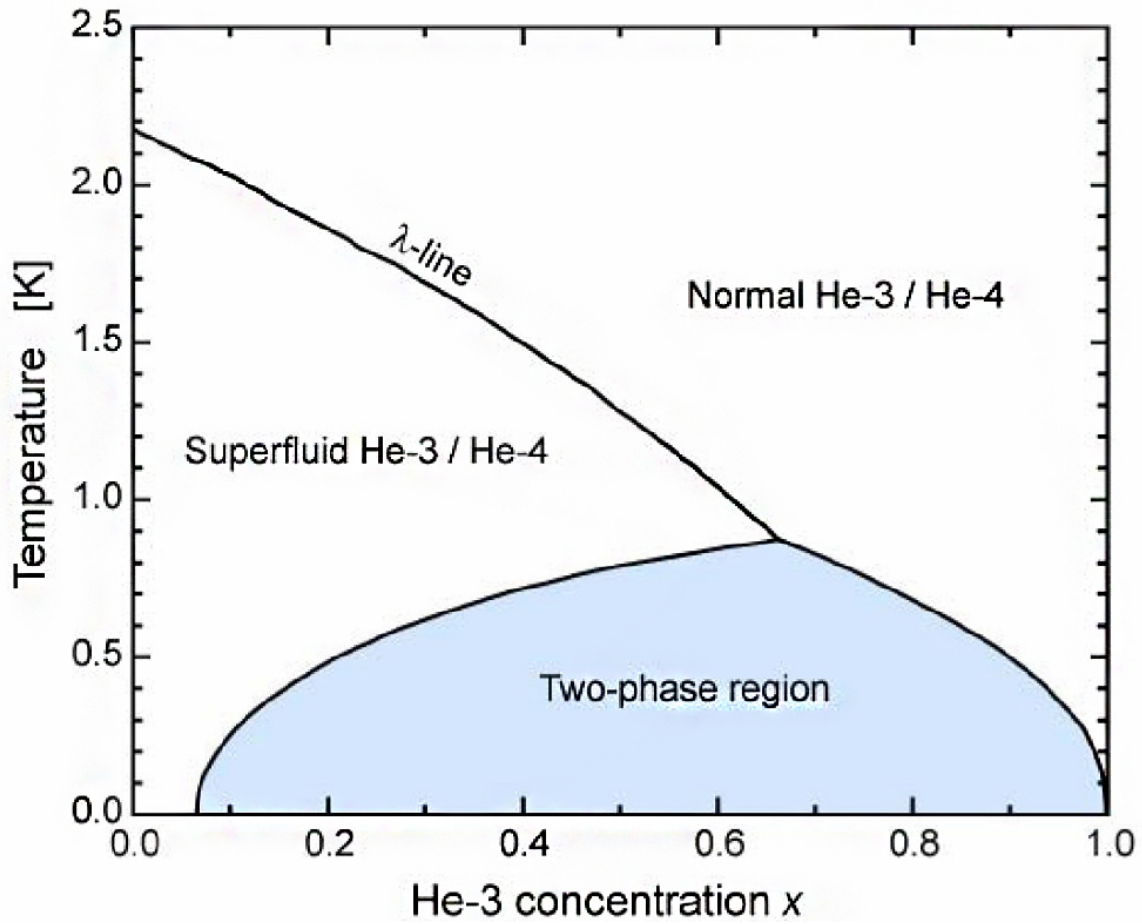


Рис. 2.27: Разделение фаз смеси изотопов гелия ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ на фазовой диаграмме.

требует приложения энергии. При постоянном пересечении атомами ${}^3\text{He}$ границы фаз смесь охлаждается. Разделение фаз смеси изотопов гелия и на фазовой диаграмме рисунок 2.27. Для организации этого процесса, смесь паров изотопов гелия откачивается с помощью турбомолекулярного насоса. Поскольку давление паров ${}^3\text{He}$ больше давления паров ${}^4\text{He}$, и разница эта растет с уменьшением температуры, в процессе откачивания преимущественно испаряется ${}^3\text{He}$. Затем откачанный гелий возвращается в камеру смешивания в область разделения фаз. При этом поглощается тепло.

Измерительная схема. На рисунке 2.28 изображена типичная измерительная схема, сделанная в рефрижераторе Bluefors. Транспортные измерения осуществляются при помощи прецизионного источника тока Keithley 6220 и нановольтметра Keithley 2182A. Термометрия и нагрев образца осу-

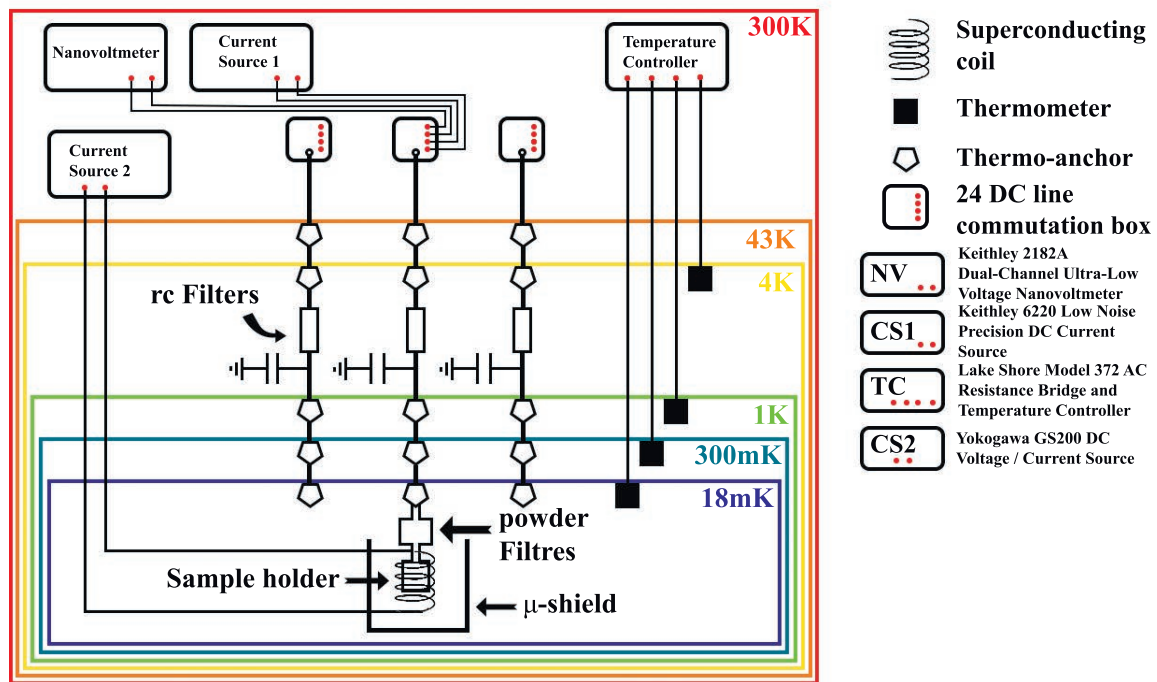


Рис. 2.28: Измерительная схема для DC измерений, включая основное оборудование и проводку внутри рефрижератора. Здесь 3 линии для DC измерений по 24 контакта каждая. Также показаны RC и порошковые фильтры. Держатель образца расположен на самой холодной ступени криостата и укомплектован сверхпроводящим соленоидом.

ществляется при помощи цифрового контроллера LAKE SHORE TEMPERATURE CONTROLLER MODEL 336, управляющего термометрами и нагревателями. На входе в криостат располагаются три коммутационные коробки на 24 измерительные линии рисунок 2.29(a). Для проведения экспериментов с малым уровнем шумов были изготовлены специальные RC-фильтры, которые располагаются на плите 4 K рисунок 2.29(b). Все 72 DC линии термализуются на каждой плите рефрижератора рисунок 2.29(c). На нижней ступени криостата располагаются массивные медные держатели образца, закрытые магнитным экраном рисунок 2.29(d). Термометрия осуществляется при помощи германиевого термометра с диапазоном работы от 120K до 10мK.

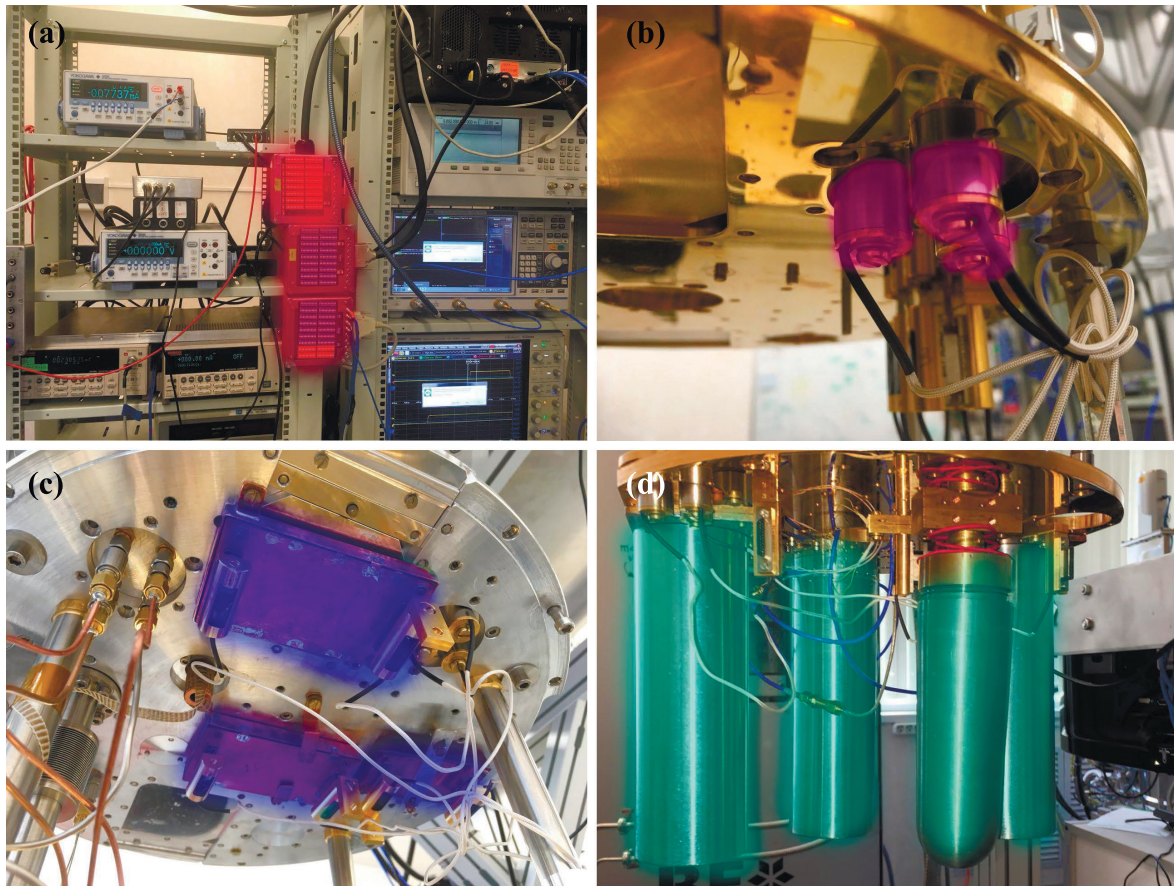


Рис. 2.29: Система DC измерений на рефрижераторе растворения BF-LD250 с использованием цветов. (а) Стойка измерительных приборов, красным цветом отмечены три коммутационные коробки на 24 измерительных линии. (б) Термоякоря для термализации измерительных линии, они расположены на каждой температурной ступени криостата. (с) RC - фильтры, выполненные в герметичном и экранированном медном корпусе. Данные фильтры расположены на плите 4 К. (д) Криогенные держатели образцов закрытые пермаллоевыми и ниобиевыми экранами.

Держатель образца. Для проведения измерений был изготовлен оригинальный держатель образца рисунок 2.30. 3D модель данного держателя показана на рисунке 2.30(а). Данный держатель разделен на две камеры грязную рис.(2.30(б)), где расположен дополнительный блок фильтрации и чистую, где непосредственно располагается образец. Полная компоновка всех частей представлена на рисунке 2.30(с). Подиум на котором закреплен образец, показан на фотографиях 2.30(д,е). На данном подиуме с двух сторон расположены печатные платы для бондинга образца и разъемы для под-

ключению к линиям криостата. На фотографии 2.30(f) показан выточенный из бескислородной меди держатель. Размеры держателя $R=30$ см, $l=120$ см. Держатель имеет ряд преимуществ таких как: компактность, удобная разборная конструкция, предусмотрен разъем-шунт, удобный бондинг, защита от оптического, ИК и микроволнового излучения пермаллоевым экраном.

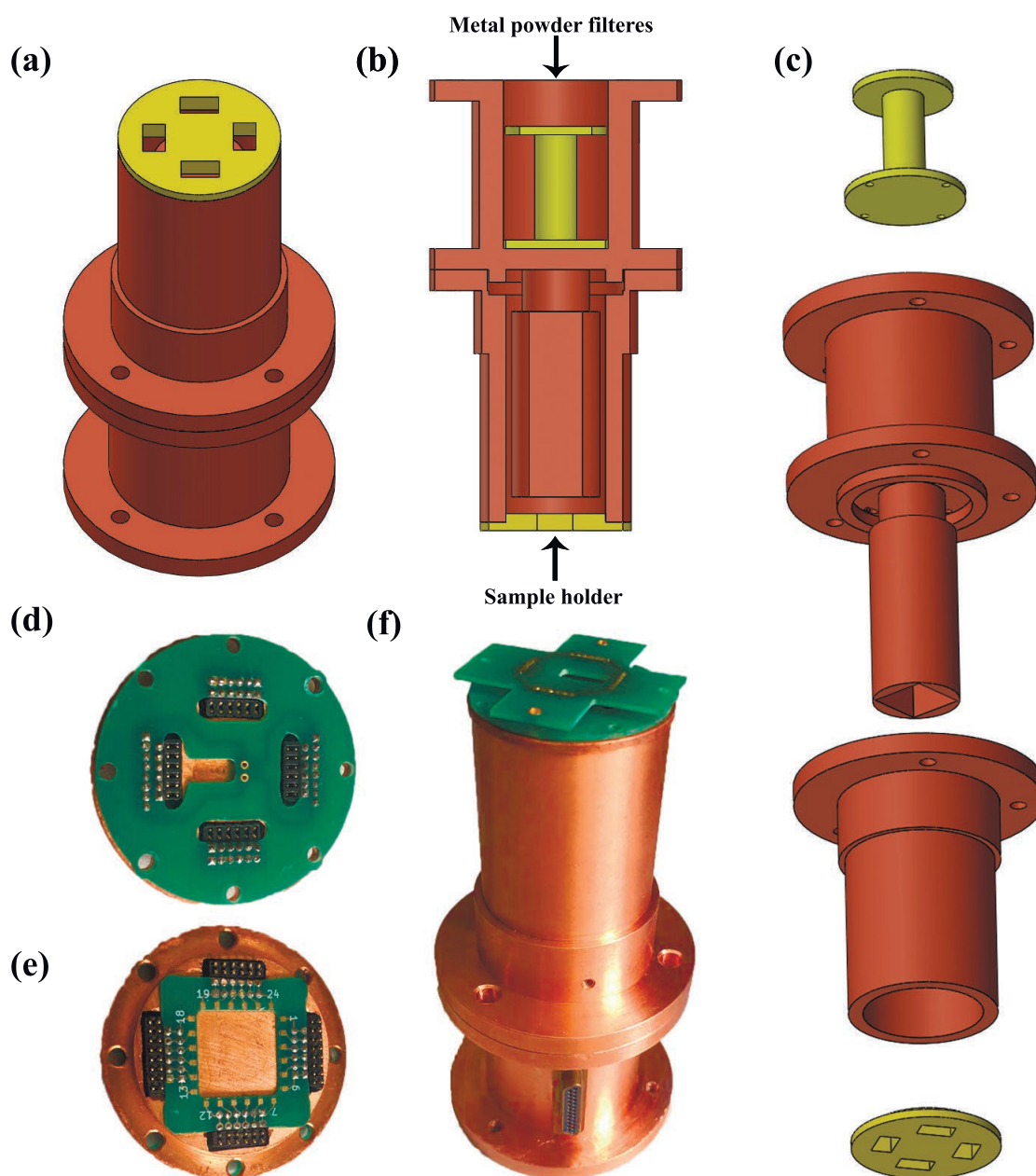


Рис. 2.30: (a,b) Чертеж и разрез держателя.(c) Основные части держателя. (d,e) Плата для бондирования образца. (f) фотография готового держателя.

2.5 Бондинг

После изготовления образец проходит процедуру ультразвукового бондинга, при которой контактные площадки измеряемых переходов соединяются тонкими алюминиевыми проводами с контактными площадками на держателе (рис. 2.31), с помощью бондера марки Kulicke and Soffa. На держателе образца расположена печатная плата с специальными разъемами для закоротки, что позволяет предохранить образец от статических разрядов. Затем образец устанавливается на нижнюю ступень рефрижератора, закрывается магнитным экраном. Образец готов к измерениям.

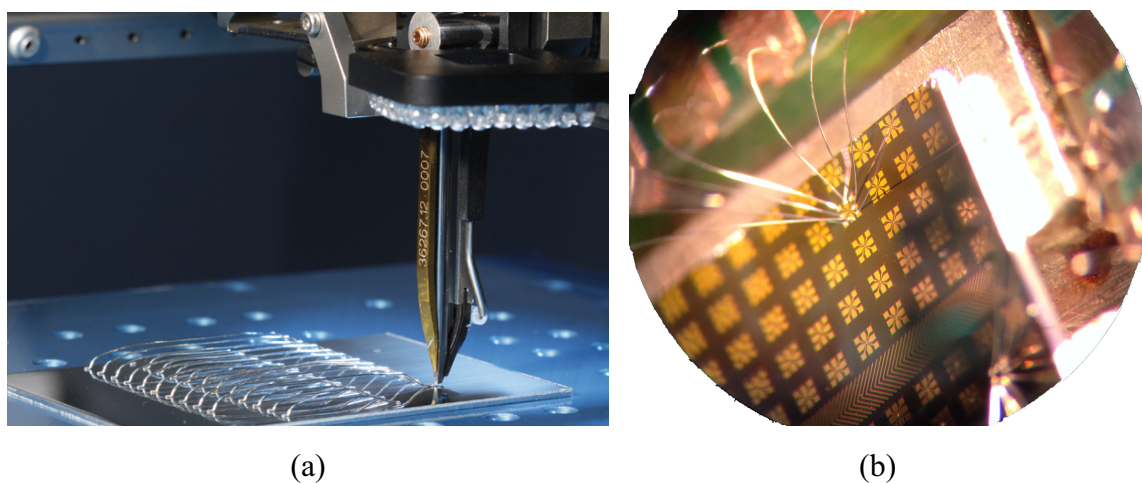


Рис. 2.31: (а) Фотография иглы бондера. Внизу расположен образец на котором сделано несколько стежков. За иглой находится зажим, придерживающий или пропускающий сквозь себя тонкую алюминиевую нить, которая затем, с помощью пинцета, продевается через игольное ушко и используется для ультразвуковой сварки. (b) Фотография забондированного образца на держателе, сделанная с помощью оптического микроскопа.

2.6 Фильтрация шумов

2.6.1 Описание

Фильтрация шумов является важнейшим аспектом для сверхпроводящей электроники. Одна из причин для получения некорректных результатов в транспортных низкотемпературных измерениях - это внешний шум, поступающий как из окружающего пространства, так и через электрические

провода, подключенные непосредственно к образцу. В первом случае проблема может быть легко решена с помощью сверхпроводящих и магнитных щитов. Во втором случае необходимо установить правильные фильтры на все линии, соединяющие образец с измерительными приборами при комнатной температуре. В транспортных экспериментах электронная температура может быть на порядок выше, чем базовая температура современных криостатов криостата, которая может составлять до 10 мК. Вероятность захватить электронный шум существует во всех частотных диапазонах. Эффективная фильтрация очень важна, чтобы эффективная электронная температура приближалась к базовой температуре как можно ближе. Различные типы фильтров используются для разных частотных диапазонов. RC-фильтр охватывают низкочастотный диапазон [10 Гц - 10 МГц], промежуточные частоты охватывают Pi-фильтры [10 МГц - 1 ГГц] 1987 г. Martinis et al. [51], металлические порошковые фильтры обычно используются в качестве поглотителей микроволн [100 МГц - 100 ГГц]. Фильтры также помогают термализовать электрические выводы. В то же время фильтры должны иметь достаточно низкое сопротивление, чтобы уменьшить тепловую генерацию. В данном разделе описан наш опыт борьбы с электронными шумами на примере Джозефсоновских SIS переходов.

2.6.2 RC-фильтры.

Простейшим среди фильтров является RC-фильтр. Принцип его работы основан на том, что при изменении частоты реактивное сопротивление конденсатора изменяется обратно пропорционально частоте, а сопротивление резистора остается неизменным. Условие существования теплового шума – наличие диссипации энергии. Рассмотрим идеальный резистор, имеющий сопротивление R и находящийся в термостате при абсолютной температуре T . На выводах разомкнутого резистора проявляется эдс теплового шума $e_T(t)$, возникающая из-за хаотического (теплового) движения носителей тока внутри его. Спектр этого шума определяется формулой Найквиста:

$$\langle e_T^2 \rangle_f = 4kTR \quad (2.2)$$

Где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана. Приведенная выше формула Найквиста справедлива только для идеального резистора. Реальные резисторы обладают инерционностью. Поэтому формулу Найквиста следует модифицировать для комплексного линейного двухполюсника. Импеданс $Z(\omega)$ такого двухполюсника зависит от (угловой) частоты ω и состоит из вещественной и мнимой компонент: $Z(\omega) = R(\omega) + jB(\omega)$. Здесь $R(\omega) = \text{Re}Z(\omega)$ – активное сопротивление двухполюсника, характеризующее диссипацию энергии. Таким образом, формула Найквиста для спектра эдс теплового шума принимает следующий вид:

$$\langle e_T^2 \rangle_f = 4kT \text{Re}Z(2\pi f) \quad (2.3)$$

Найдем спектр и полную мощность напряжения теплового шума на выводах интегрирующей RC – цепочки рисунок 2.32

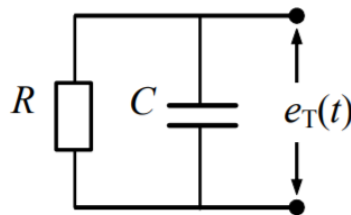


Рис. 2.32: Электронная схема RC - фильтра.

димость цепочки есть сумма проводимостей резистора и конденсатора: $Z^{-1}(\omega) = R^{-1} + j(\omega)C$. Отсюда находим вещественную часть импеданса. Затем, в соответствии с формулой Найквиста, определяем спектр теплового шума:

$$\langle e_T^2 \rangle_f = \frac{4kTR}{1 + (f/f_c)^2} \quad (2.4)$$

Где $f_c = \frac{1}{2\pi RC}$ – частота среза, являющаяся главным параметром при расчете RC фильтров.

Без фильтрации. Тестирование всех изготовленных фильтров проводилось на рефрижераторе растворения Bluefors из-за большого количества места внутри криостата и большего числа температурных ступеней. Система DC измерений в рефрижераторе была поставлена практически с нуля и

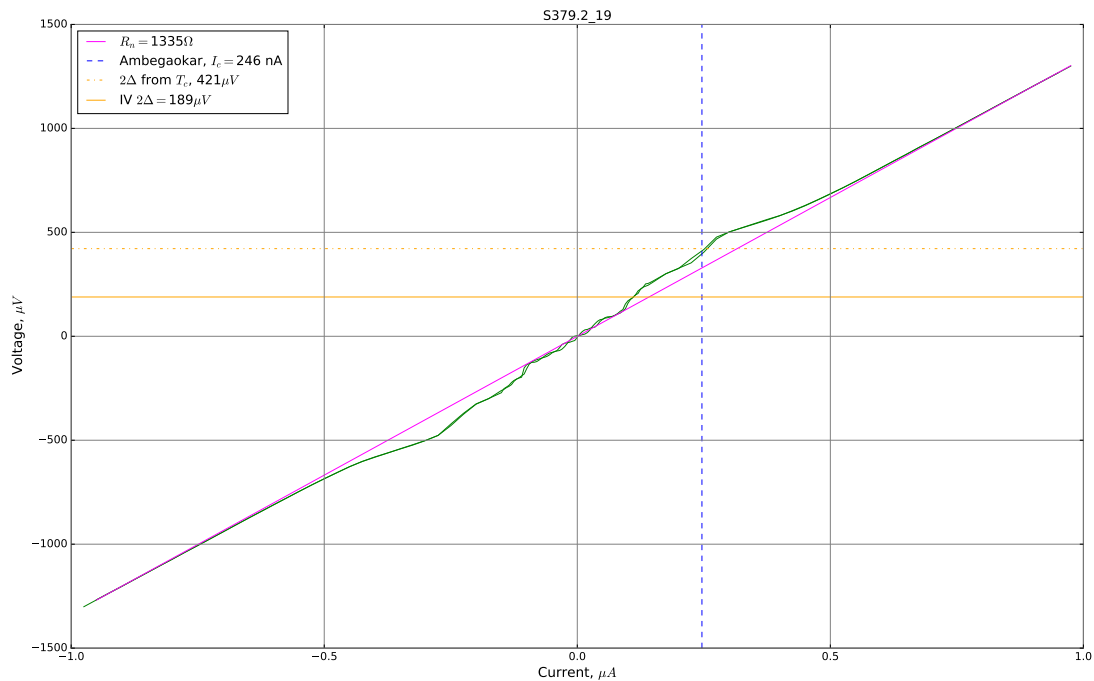


Рис. 2.33: Вольтамперная характеристика Джозефсоновского SIS перехода без фильтрации, измеренная при температуре 17 мК.

измерения первых SIS переходов производились без фильтрации рисунок 2.33. На данной вольт-амперной характеристике видно сильное замытие критического и обратного тока, вызванное сильными шумами.

Первая партия. Результаты расчета первой партии RC-фильтров представлены на рисунке 2.34. Основные параметры сети переменного тока — напряжение и частота — различаются в разных регионах мира. В большин-

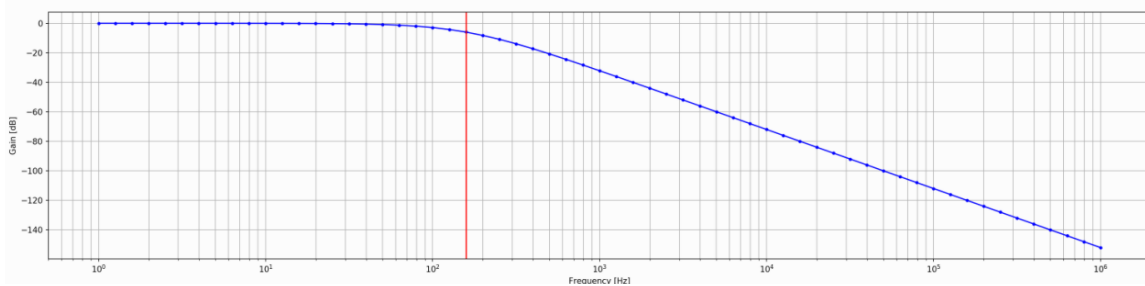


Рис. 2.34: График зависимости пропускания от частоты. Красной линией показана частота среза для первой партии фильтров.

стве европейских стран низкое сетевое напряжение в трёхфазных сетях составляет 230/400 В при частоте 50 Гц, а в промышленных сетях — 400/690 В. В Северной, Центральной и частично Южной Америке низкое сетевое напряжение в сетях с разделенной фазой составляет 115 В при частоте 60 Гц. Поэтому частота среза была выбрана $f_c = 30$ Гц, что бы устранить все сетевые наводки. Фильтры выполнены в τ -конфигурации и имеют

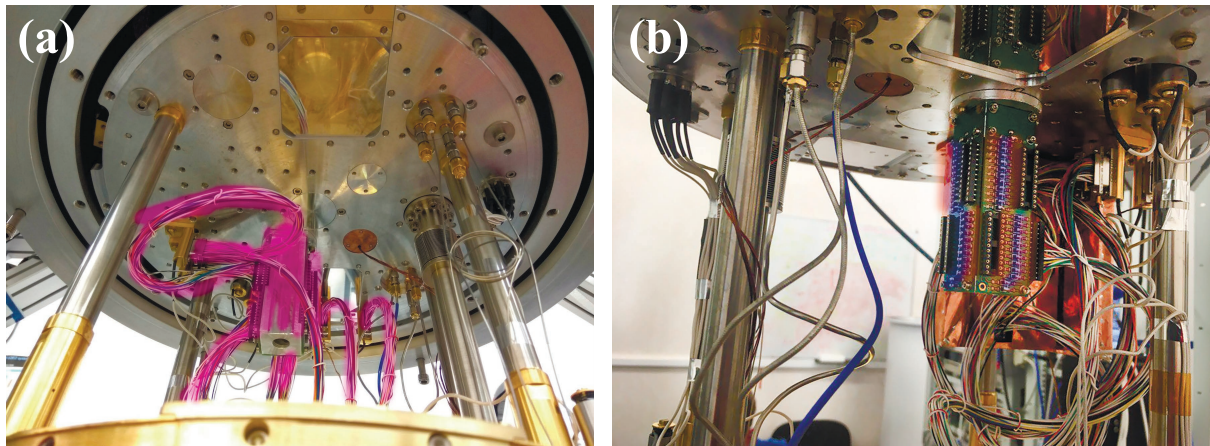


Рис. 2.35: (а) Компоновка RC - фильтра первой партии в криостате, розовым отмечены не экранированные кабеля. (б) Крупный план RC - фильтра, синим цветом отмечены емкости, а красным сопротивления.

номиналы: $R=1$ кОм, $C=5$ мкФ. Для фильтров были выбраны низкокачественные компоненты производства Тайвань. Технические характеристики данных компонентов ведут себя нестабильно при низких температурах, например, падение емкостей составляло до 10000 раз. Техническая реализация показана на рисунке 2.35. На рисунке 2.35(а) розовым цветом выделен фильтр и подводящие провода. На рисунке 2.35(б) голубым цветом отмечены емкости C и оранжевым сопротивления R . На графике 2.36 представлена вольт-амперная характеристика измеренная с данными фильтрами. Мы видим характерную гистерезисную ВАХ для SIS перехода. Присутствует наклон в области нулевого сопротивления, происходит преждевременный срыв критического тока и обратного тока. Это связано с тем, что фильтр и подводящие провода не экранированы и использованы низкокачественные SMD компоненты.

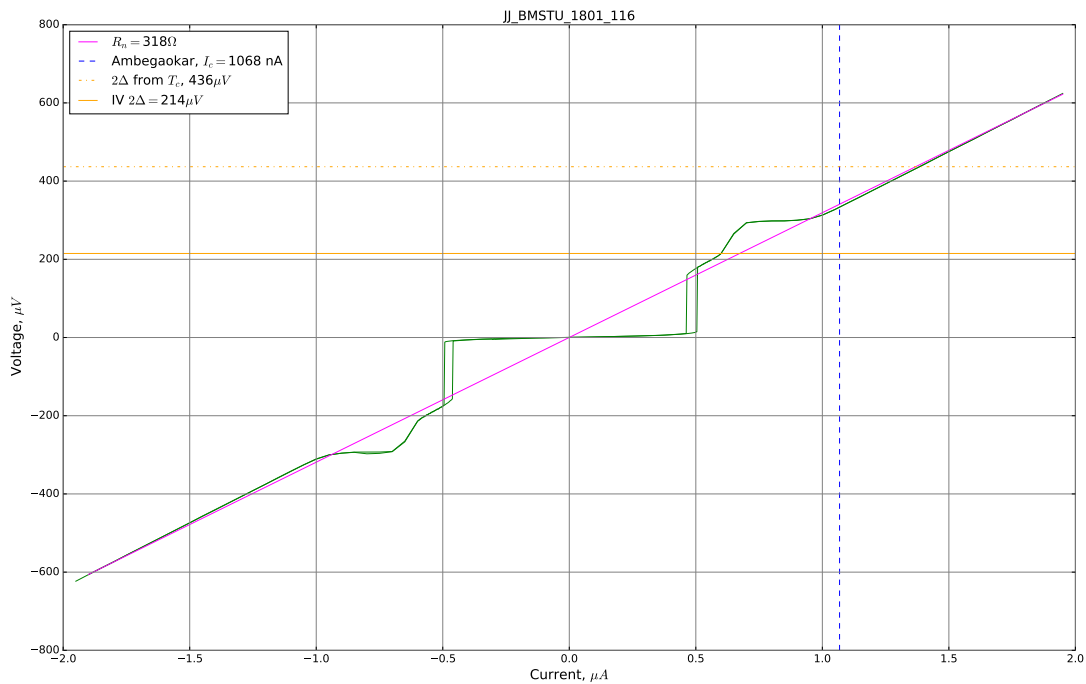


Рис. 2.36: Вольтамперная характеристика Джозефсоновского SIS перехода с использованием первой партии RC - фильтров, измеренная при температуре 17 мК.

Вторая партия. Во второй партии RC-фильтров рисунок 2.38 было учтено большинство ошибок. Для данных фильтров были выбраны прецизи-

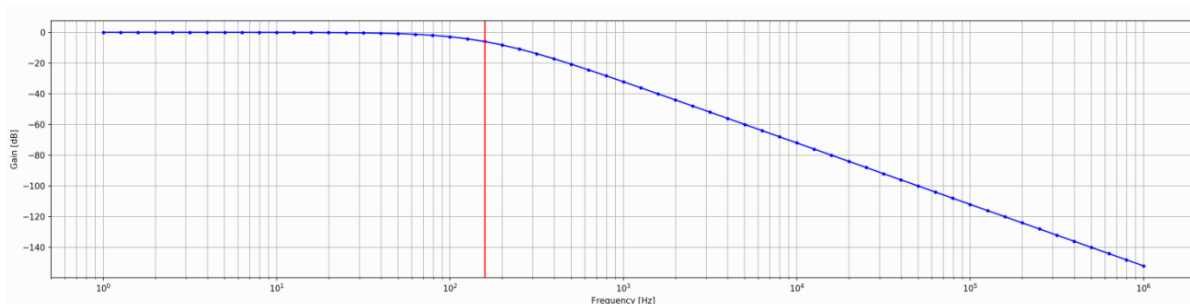


Рис. 2.37: График зависимости пропускания от частоты. Красной линией показана частота среза для второй партии фильтров.

онные компоненты с малозависящими от температуры характеристиками, примерно 70-100 раз от комнатной температуры до гелиевой. Было решено максимально увеличить частоту среза до $f_c = 0.3$ Гц. Для этого были выбраны фирменные керамические чип.конденсаторы 100 мкФ с диэлек-

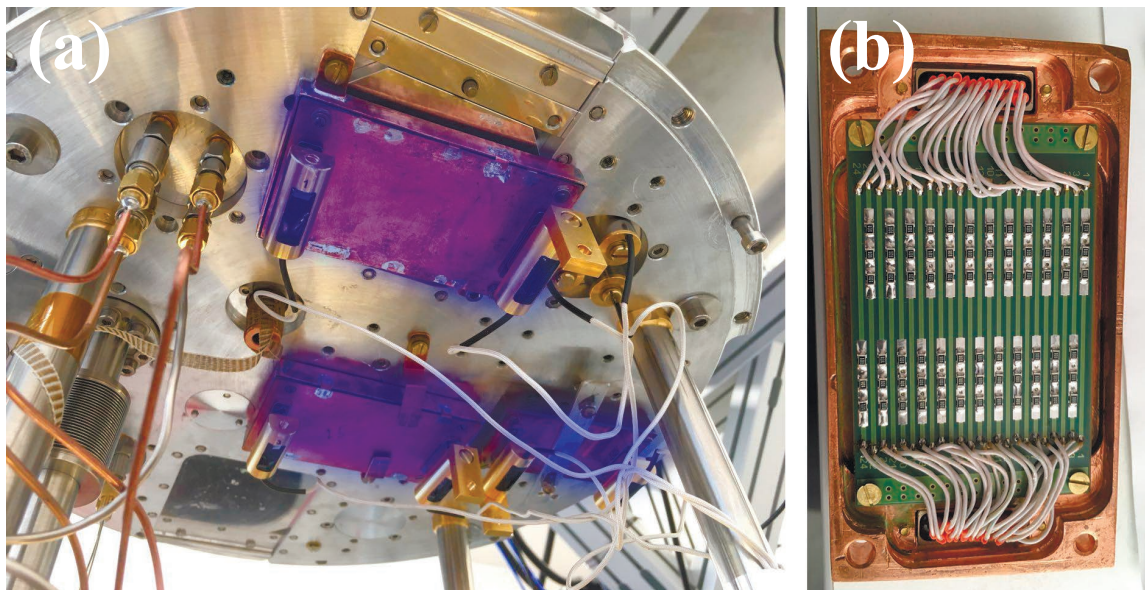


Рис. 2.38: Компоновка RC - фильтра второй партии в криостате (отмечено синим). В данный фильтр входят фирменные экранированные линии криостата BF. (b) Крупный план герметичного и экранированного RC - фильтра без крышки.

триком X5R фирмы Murata. SMD чип.резисторы 5.1 кОм, фирмы Yageo. Расчетная частота среза представлена на графике 2.37. Также были изменены конструктивные особенности рисунок 2.38. Был изготовлен экранирующий медный корпус 2.38(b) с двумя разъемами CINCH в которые входят фирменные экранированные DC линии криостата Bluefors. Компоновка фильтров в криостате отмечена на рисунке 2.38(a). Конфигурация данного фильтра представлена на схеме 2.39. Результаты тестирования данного

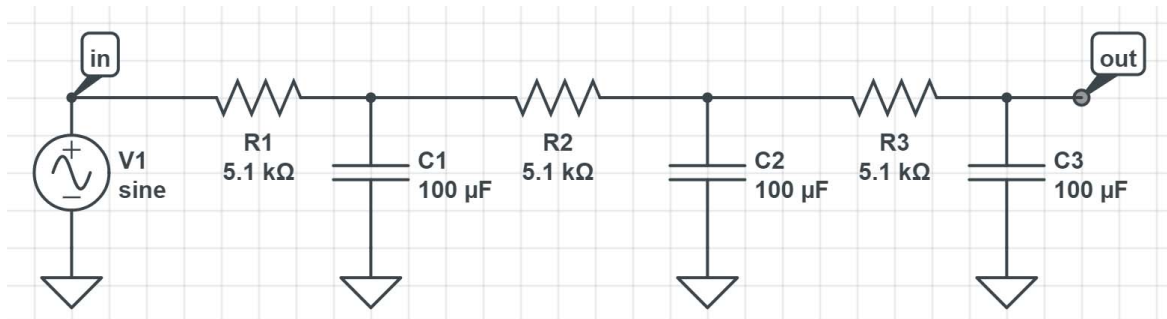


Рис. 2.39: Электронная схема для второй партии RC - фильтров.

фильтра представлены на графике 2.40. Отсутствует наклон в области нулевого сопротивления. Ток возврата стремится к нулю, как и должно быть в

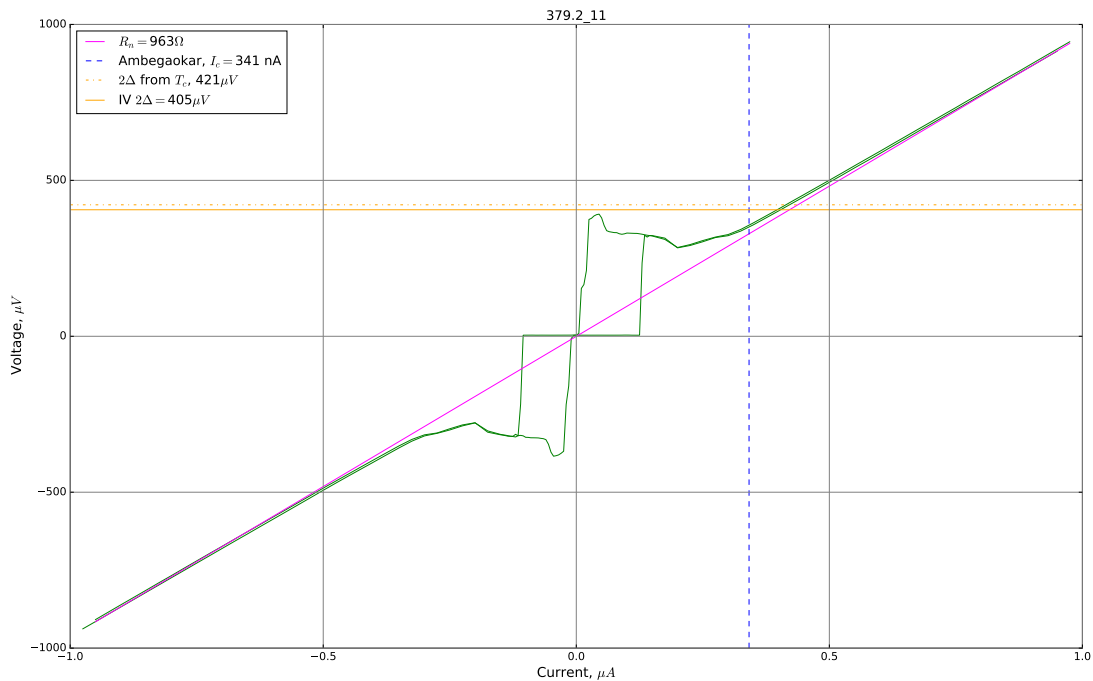


Рис. 2.40: Вольтамперная характеристика Джозефсоновского SIS перехода с использованием второй партии RC - фильтров, измеренная при температуре 17 мК. Данные фильтры выполнены в экранированном медном корпусе.

типичной вольт-амперной характеристике SIS. Величина сверхпроводящей щели $2\Delta \sim 410\mu V$ из графика совпадает величине сверхпроводящей щели, вычисленной из критической температуры T_c . Критический ток ниже величины вычисленной по теоретической формуле 1.6 Амбегаокара–Баратова. Причиной служит наличие высокочастотных шумов.

2.6.3 Порошковые фильтры

Металлические порошковые фильтры изготавливаются следующим образом : мелкодисперсный медный порошок 2.41(a) смешивается с эпоксидной смолой 2.41(b). Далее были намотаны 12 витых пар длиной 160 см 2.41(d). Витые пары бифилярно наматываются на медную втулку 1.8(c) и слой за слоем покрываются смесью. Итоговый вид фильтра представлен на рисунке 1.8(e). Данный фильтр помещается в специальную полость на держателе образца при температуре 20 мК.

Затухание в этих фильтрах вызвано демпфированием скин-эффекта [52].

Переменные электрические токи приводят к вихревым токам в проводнике из-за присутствия переменного магнитного поля. Таким образом, высокочастотный ток в основном протекает вблизи поверхности проводника в пределах так называемой глубины скин-слоя и повышает эффективное сопротивление. Поскольку металлический порошок имеет большую поверхность в сравнении с объемом, поэтому ВЧ сигнал в проводнике будет сильно затухает. Также смесь эпоксидной смолы и металлических порошков способствует рассеянного тепла в окружающую среду. Эффективное сопротивление и, следовательно, диссипация увеличиваются с частотой ВЧ сигнала, что делает порошки очень эффективными поглотителями высокочастотных сигналов. В предыдущих экспериментах Lukashenko и Ustinov [53] показали, что затухание сигнала в их медном порошковый фильтре достигло уровня в -90 дБ на частоте 6.2 ГГц. Наш фильтр показывает ослабление -120 дБ в диапазоне 1-10 ГГц.

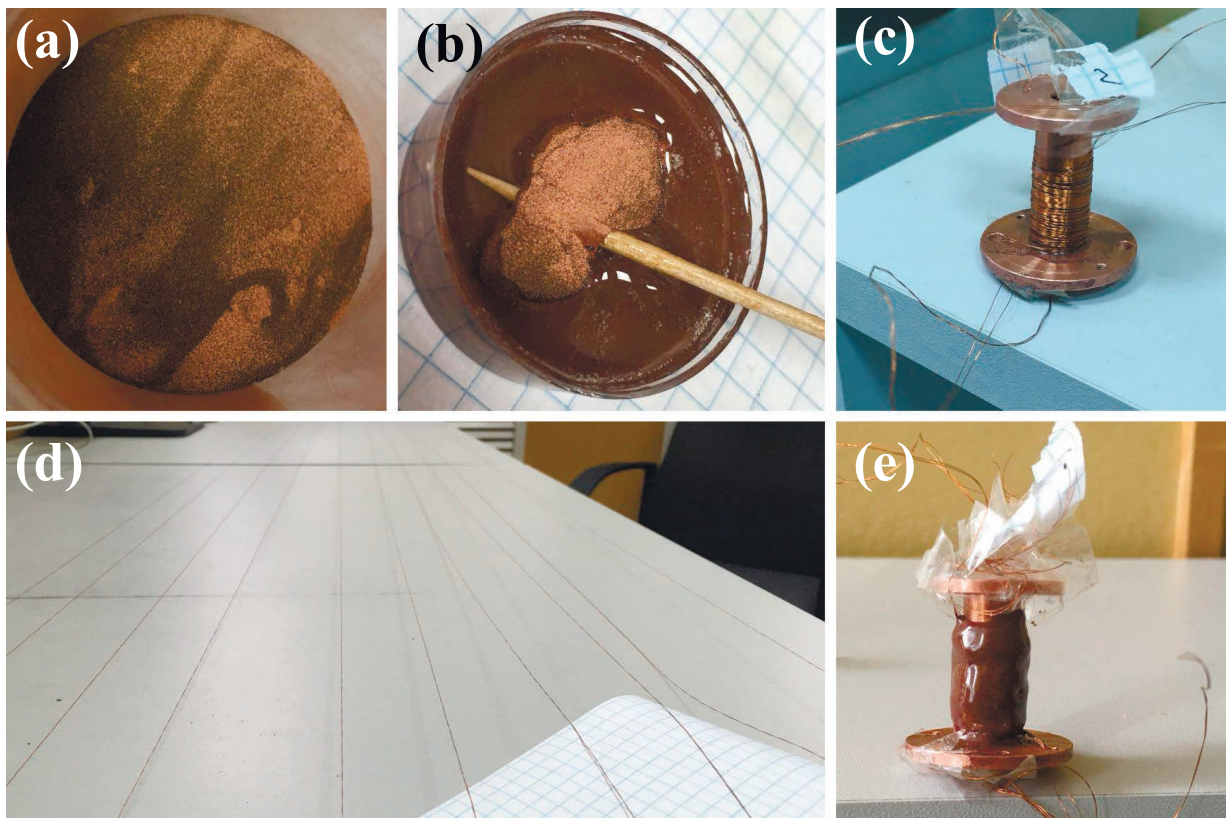


Рис. 2.41: Порошковый фильтр. (a) Мелкодисперсный медный порошок. (b) Смесь порошка с эпоксидной смолой. (c) Процесс намотки витых пар на медную втулку. (d) Витые пары. (e) Общий вид готового фильтра.

Экспериментальные результаты

3.1 Электронно-транспортные измерения

В данном разделе описаны результаты транспортных измерений. Измерения проводились по квази-четырёхточечной схеме. Большинство данных были получены на криостате Heliox с базовой температурой 250 мК. Некоторые особенности были дополнительно изучены на рефрижераторе растворения Bluefors с базовой температурой 15 мК. Для магнитотранспортных измерений использовался сверхпроводящий соленоид, обеспечивающий магнитное поле до 2 Тл. Для уменьшения шумов были использованы каскады различных фильтров.

3.1.1 Зависимость сопротивления от температуры $R(T)$ и вольтамперные характеристики $I-V$

На рисунке 3.1 показаны SEM фотографии исследуемых образцов. Зазор между сверхпроводящими Nb контактами на всех образцах составил $L \sim 150$ нм. На рисунке 3.1(a) показан образец B6 с самым коротким джозефсоновским контактом $W \sim 100$ нм. На рисунке 3.1(b) показан образец C6 - СКВИД, длина контакта составила $W \sim 250$ нм. На рисунке 3.1(c) показан образец D7 - самый длинный образец, длина контакта составила $W \sim 500$ нм.

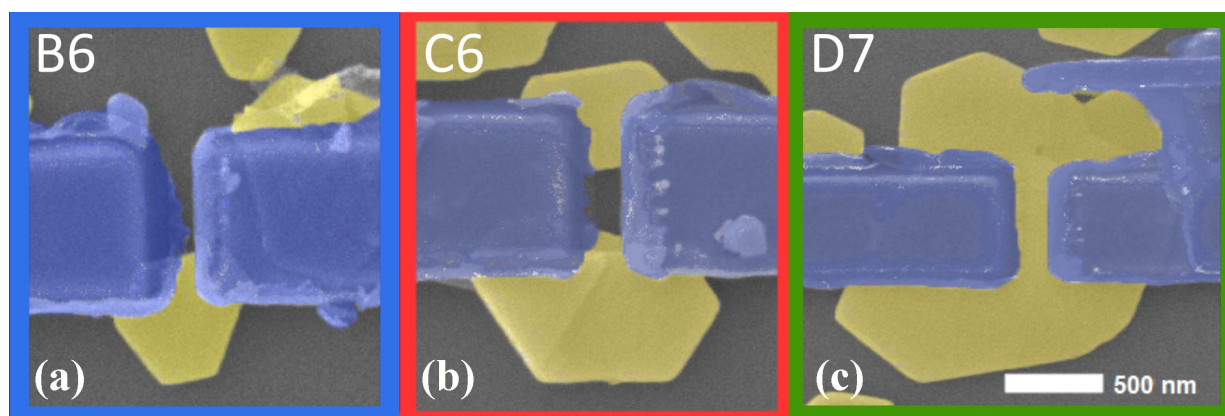


Рис. 3.1: SEM фотографии исследуемых образцов. (a) B6 - самый короткий контакт. (b) C6 - сквид. (c) D7 - самый длинный контакт.

На графике 3.2 показана зависимость сопротивления от температуры

$R(T)$ для всех трех образцов. При понижении температуры сопротивление уменьшается, что свидетельствует о металлической проводимости. Падение сопротивления от комнатной температуры до 8 К составляет $\sim 100 - 200 \Omega$. Температура перехода сверхпроводящих ниобиевых (Nb) контактов составила ~ 8.2 К, на графике отмечено пунктиром небольшое снижение сопротивления. При температуре ~ 5 К происходит резкое падение сопротивления R , что свидетельствует о проявлении эффекта близости. Характеристика прогрессивного перехода в сверхпроводящее состояние описана в статье [54]. Ниже этой температуры идет довольно широкий переход в сверхпроводящее состояние. При температуре ~ 1.1 К сопротивление равно нулю.

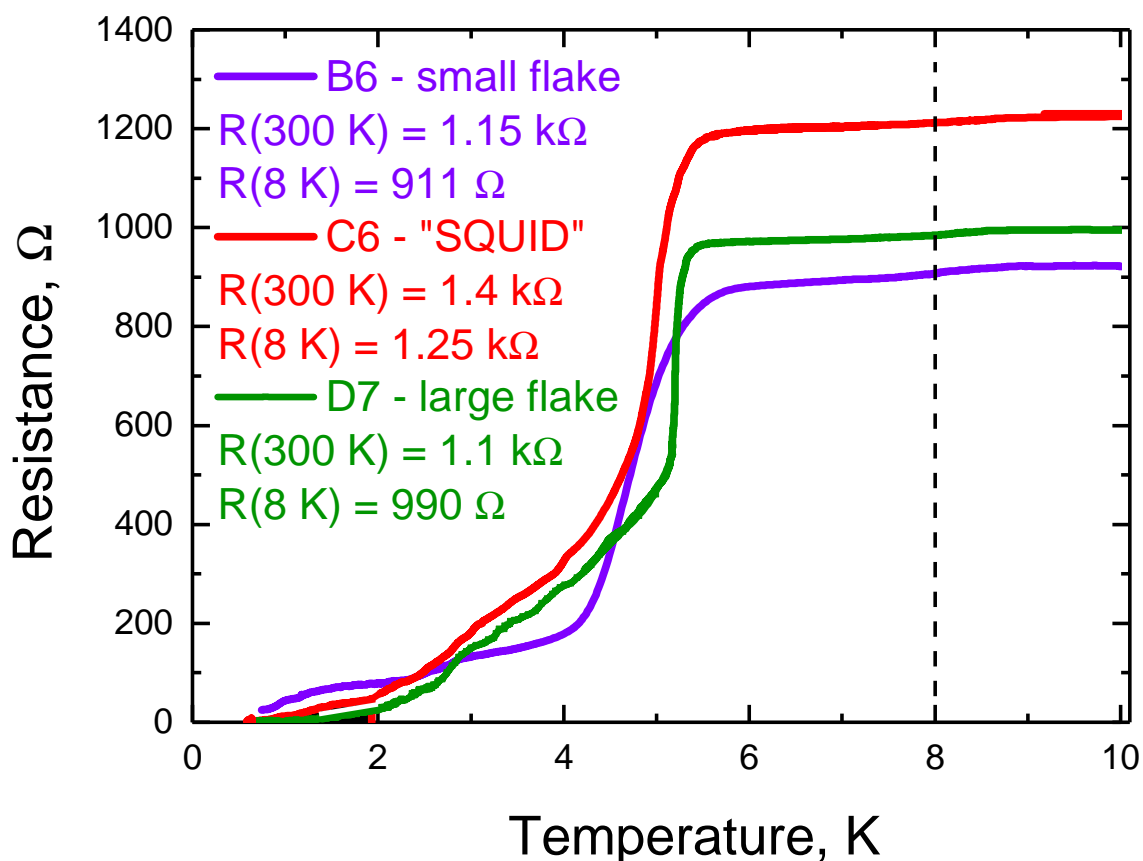


Рис. 3.2: График зависимости сопротивления от температуры $R(T)$ для трех образцов B6, C6 и D7. Температура перехода сверхпроводящих Nb контактов составила ~ 8.2 К.

На графике 3.3 показаны вольт-амперные характеристики образцов при

температуре 250 мК. На графике 3.3(a) показаны ВАХ в диапазоне до 2 мкА. Форма кривых типична для SNS джозефсоновских переходов с большой прозрачностью SN границы. Стоит отметить отсутствие гистерезиса. Критический ток при температуре 300 мК равен $I_c^{B6} = 0.2\mu\text{A}$, $I_c^{C6} = 0.35\mu\text{A}$, $I_c^{D7} = 1.4\mu\text{A}$ для образцов B6, C6 и D7 соответственно. Были по-

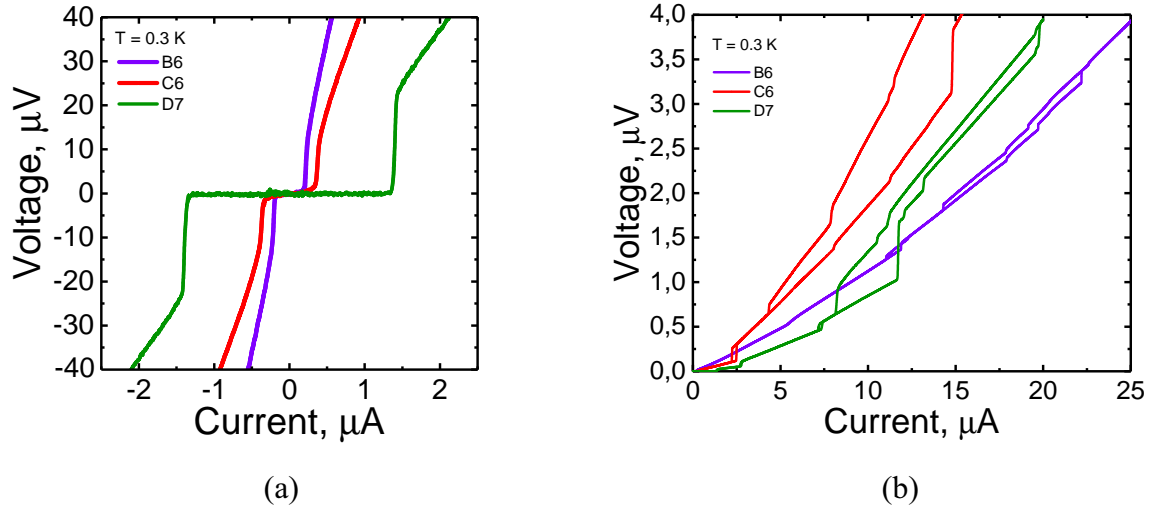


Рис. 3.3: Вольт-амперные характеристики образцов B6, C6, D7. (a) Узкий диапазон по току до 2 мкА. (b) Широкий диапазон по току до 25 мкА, виден значительный гистерезис.

лучены более низкие значения $I_c R_N$, по сравнению с ожидаемыми от модели Амбегаокара и Баратова [5] (раздел 2.2.3). Причина этого в основном связана с границей между сверхпроводящими электродами и ТИ. Кроме того, объемный шунт может сильно увеличивать проводимость образца, тем самым уменьшая измеренный $I_c R_N$. Трудно разделить две компоненты, поскольку мы не можем точно определить соотношение между поверхностным и объемным удельным сопротивлением в наших образцах. Это общая проблема копланарного S/TI/S контакта. Характеристики образцов в сравнении с некоторыми литературными данными [18, 31, 32, 35, 55, 56] приведены в сводной таблице 3.1.

На графике 3.3(b) показаны ВАХ с пределами до 25 мкА. Для всех образцов характерен значительный гистерезис ниже двух сверхпроводящих щелей $2\Delta_{Nb} = 2.6\mu\text{V}$. Данные особенности могут быть связаны с многократным андреевским отражением.

Таблица 3.1: Характеристики гибридных S/TI/S контактов

№	Структура	L/W/d(nm)	T(mK)	$I_c(\mu A)$	$J_c(\frac{A}{cm^2})$	$J_c^{700mK}(\frac{A}{cm^2})$
B6	Nb/Bi ₂ Te ₂ Se	150/100/20	700	0.2	$10 * 10^3$	$10 * 10^3$
C6	Nb/Bi ₂ Te ₂ Se	150/250/20	700	0.35	$7 * 10^3$	$7 * 10^3$
D7	Nb/Bi ₂ Te ₂ Se	150/500/20	700	1.4	$14 * 10^3$	$14 * 10^3$
[18]	Nb/Bi ₂ Te ₃	50/500/200	1600	18	$18 * 10^3$	$3.3 * 10^3$
[31]	Al/Bi ₂ Se ₃	400/3200/10	30	0.2	$0.65 * 10^3$	$2 * 10^3$
[35]	Al/Bi ₂ Se ₃	45/1000/60	12	0.85	$1.4 * 10^3$	-
[55]	Nb/InSb	30/450	200	20	-	-
[32]	Nb/HgTe	200/2000/70	25	3.8	$2.7 * 10^3$	$2.1 * 10^3$
[56]	Al/Bi ₂ Te ₃	100/1000/-	20	9.3	$2.7(\frac{\mu A}{\mu m})$	-
[39]	Nb/Bi ₂ Te ₃	30/600/20	12	6.2	$52 * 10^3$	$7.5 * 10^3$

При сравнении характеристик наших образцов с литературными данными важно отметить, что они показывают высокую плотность критического тока J_c в отсутствие магнитно поля. Образец D7 демонстрирует высокое значение $14 * 10^3 A/cm^2$ это значение J_c является самым высоким показателем для гибридных S/TI/S структур продемонстрированных на данный момент. Это значение J_c в два раза выше, чем у недавно опубликованных высококачественных эпитаксиальных пленок Bi₂Te₃ [39]. Мы считаем, что в эпитаксиальных пленках могут присутствовать дефекты, которые в свою очередь являются центрами пининга вихрей и могут уменьшать плотность критического тока. Наши монокристаллы, выращенные PVD методом, демонстрируют отличное качество. Нам действительно удалось изготовить джозефсоновские соединения с использованием высокого качества монокристаллов топологического изолятора Bi₂Te₂Se. Достижение высокой плотности критического тока позволит изготавливать более качественные сверхпроводящие устройства, такие как сверхпроводящие квантовые интерферометры и сверхпроводящие кубиты.

3.1.2 Зависимость dV/dI от температуры

В данном разделе приведены зависимости dV/dI от температуры.

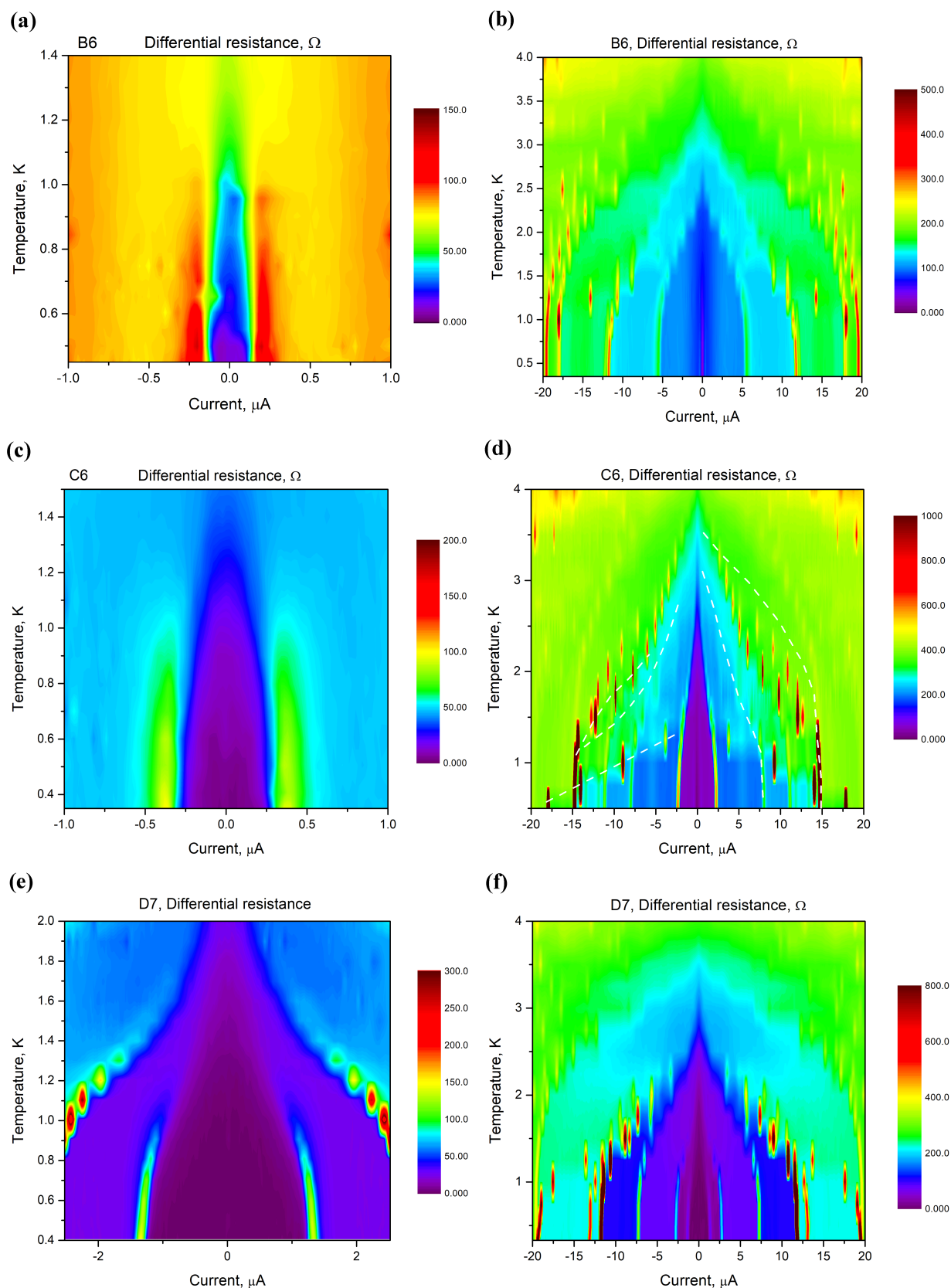


Рис. 3.4: Графики зависимостей дифференциального сопротивления от температуры для образцов B6(a,b), C6(c,d) и D7(e,f) до 2 и 20 мкА.

На графике 3.4 показаны графики трех образцов В6, С6 и D7. На графике 3.4(a) показана IV характеристика в зависимости от температуры для образца В6. Критический ток ожидаемо уменьшается с повышением температуры и исчезает при температуре ~ 1 К. Для образцов С6 3.4(c) и D7 3.4(e) подобное поведение сохраняется. Критический ток для этих образцов исчезает при температурах ~ 1.2 и ~ 1.8 К соответственно, что соотносится с размерами контактов.

На графике 3.4(b) показана IV характеристика в зависимости от температуры до 20 мкА для образца В6. На данном графике видна динамика гистерезисных особенностей, которые наблюдались на графике 3.3(b). Данные особенности убывают с ростом температуры. Для образцов С6 (рис.3.4(d)) и D7 (рис.3.4(f)) наблюдается аналогичное поведение, но стоит отметить большее количество особенностей. Также данные особенности убывают с разной скоростью, что может свидетельствовать о различной природе их появления, но данный вопрос не достаточно прояснен и требует дальнейшего изучения.

3.1.3 Многократные андреевские отражения

Чтобы определить транспортный режим, к которому принадлежат наши S/TI/S, важно оценить несколько характерных параметров, определяющих пространственные масштабы происходящих явлений. Первый параметр - это длина фазовой когерентности l_φ . Данная характеристика может быть оценена из пиков в спектрах дифференциального сопротивления dI/dV от V . Данные пики часто наблюдаются в таких зависимостях и описываются соотношением $V_n = 2\Delta/ne$, где 2Δ - сверхпроводящая щель, n - пиковый индекс и l_φ - длина фазовой когерентности нормального металла.

Типичная кривая, измеренная при температуре 300 мК, для образца D7 изображена на рисунке 3.5(a). Стрелочками отмечены пиковые индексы $n = 1, 2, 3, 7$ и 10 . Из линейной подгонки пиков dI/dV к $1/n$ (рис.3.5(b)), получаем $2\Delta_{Nb} = 2.57$ мВ, что отлично согласуется с $2\Delta_{Nb} = 2.6$ мВ, полученной из теории БКШ [1], и $T_c^{Nb} \sim 8.2$ К. Кроме того, наблюдаемые в dI/dV пики воспроизводимы и не зависят от направления развертки тока. Ключевой особенностью на рисунке 3.5(a) является наличие пиков с высоким

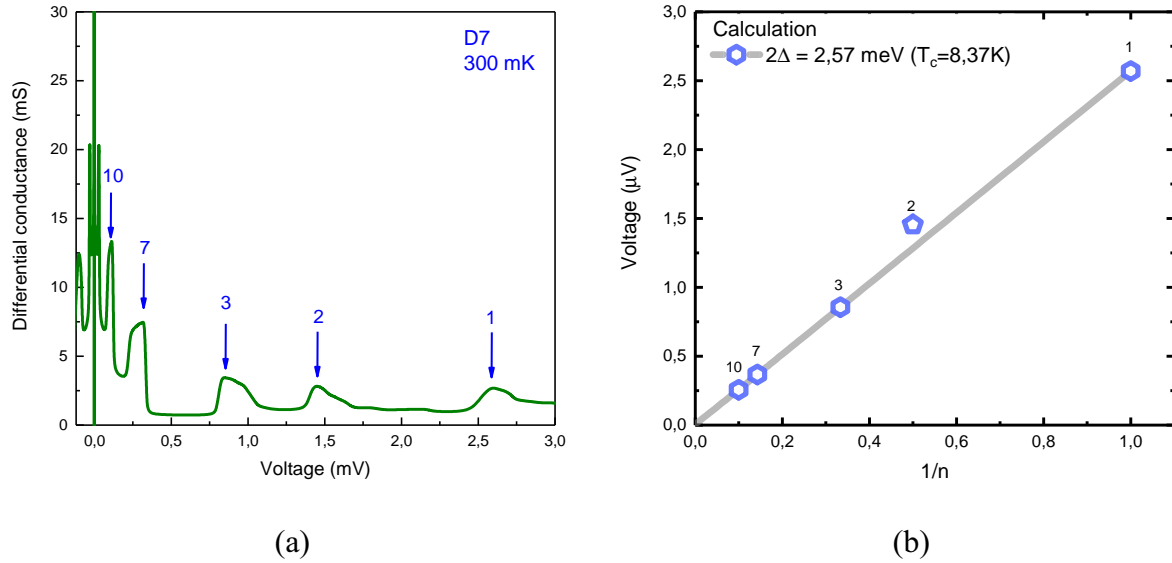


Рис. 3.5: (а) Зависимость дифференциальной проводимости dI/dV от напряжения V , измеренная для образца D7 при 300 мК. Пики, соответствующие многократным андreeвским отражениям отмечены стрелками. (б) Зависимость напряжения V от инверсного пикового индекса $1/n$, линейная подгонка обозначена серой линией ($2\Delta_{Nb} = 2.57 \text{ mV}$).

индексом, достигающих $n=10$, что указывает на то, что длина фазовой когерентности l_φ в $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ превышает $10 L = 1500 \text{ nm}$, что превышает указанные в литературе значения [35]. Пока мы не наблюдаем все пики в dI/dV ($n=4,5,6,8$ и 9) и это вопрос нуждается в дальнейшем исследовании, но наблюдение пиков высокого порядка является показателем высокой прозрачности границы в нашем образце.

3.1.4 Подгонка критического тока от температуры $I_c(T)$

Изучение поведения критического тока как функции температуры является одним из главных методов анализа S/TI/S структур [12, 13, 17]. В частности, $I_c(T)$ дает информацию о транспортном режиме перехода, а также о длине когерентности (см. раздел 1.2). На рисунке 3.6 показана зависимость критического тока от температуры ($I_c(T)$) для трех контактов, представленных на рисунке 3.1. Три набора данных хорошо согласуются. Наш контакт находится в промежуточном режиме между коротким и длинным пределом [13]. Из формы кривой можно сделать предварительную оценку длины ко-

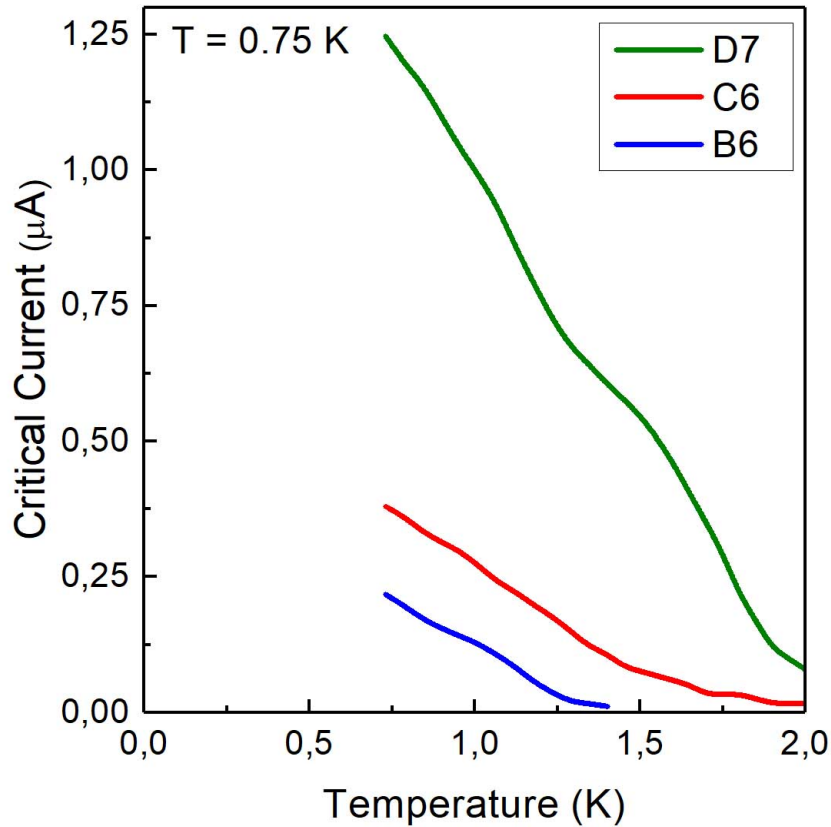


Рис. 3.6: Зависимость критического тока от температуры для образцов B6, C6 и D7.

герентности ξ_N для наших контактов при 0.75 K. Для всех рассмотренных здесь переходов значение ξ_N около 615 нм. Так как $\xi_N > L$, то наше соединение находится в баллистическом режиме. Для более точной оценки данных во всем диапазоне температур требуется использовать модель баллистического транспорта, основанную на решении уравнения Эйленберга [8].

Баллистический транспорт, наблюдаемый в наших образцах, поддерживает гипотезу о переносе заряда с помощью топологически защищенных поверхностных состояний в топологических изоляторах.

3.2 Магнитотранспортные характеристики

3.2.1 Зависимость дифференциального сопротивления от магнитного поля

Для всех трех образцов были исследованы зависимости дифференциального сопротивления от перпендикулярно приложенного магнитного поля (рис.3.7).

Для образца D7 мы наблюдаем типичную зависимость Фраунгофера (рис. 3.7(e)), которая хорошо соотносится с площадью перекрытия рисунок. Критический ток этого образца осциллирует несколько раз с периодичностью $\Delta B \approx 85 G$. Это означает, что эффективная площадь соединения $A_{eff} \approx 0,24 \mu m^2$, что согласуется с оценкой $A_{eff} = W(d + 2\lambda_{Nb}) \approx 0,24 \mu m^2$, подразумевая, что глубина проникновения магнитного поля составляет $\lambda = 100-120$ нм [57].

Образец B6 с самым коротким контактом ведет себя иначе. Его критический ток не колеблется (рис. 3.7(a)) с магнитным полем и распадается. Мы видим монотонное уменьшение критического тока I_c с увеличением магнитного поля. Полное подавление I_c происходит около 1000 G. Ранее аналогичные зависимости магнитного поля от критического тока наблюдались в планарных переходах Al/Au/Al вместе с переходами на основе нанопроволоки InAs [58].

Образец C6, который состоит из двух монокристаллов и представляет собой СКВИД, показывает колебательное поведение (рис. 3.7(c)) с периодом $\Delta B = \Phi_0/A_{eff} = 115 G$, где A_{eff} - эффективная площадь СКВИДа. Поскольку одиночные контакты короткие, по сравнению с глубиной проникновения магнитного поля λ_{Nb} , предположим, что $A_{eff} = (W_{C6}^L/2 + W_{C6}^R/2 + \Delta W) \times (d + 2\lambda) = 0.16 \mu m^2$, где $W_{C6}^L = 0.14 \mu m$ и $W_{C6}^R = 0.2 \mu m$ - это ширина левого и правого монокристалла СКВИДА, соответственно, и $\Delta W = 0.24 \mu m$ расстояние между ними. Это предположение отлично работает со значением $\Phi_0/\Delta B = 0.18 \mu m^2$. Критический ток постепенно уменьшается с увеличением поля. Такая зависимость наблюдалась ранее в СКВИДе на основе Al/Au/Al [59].

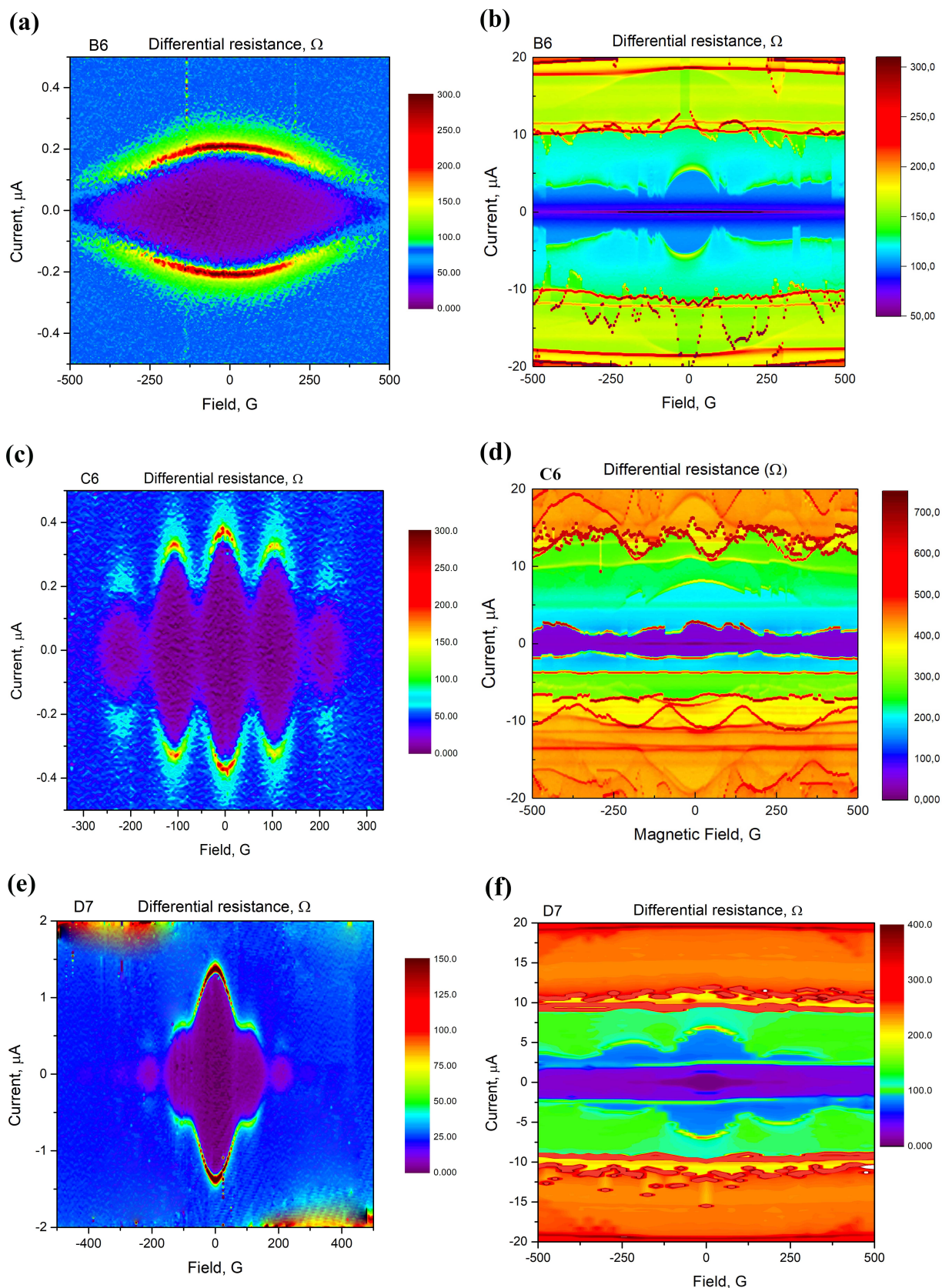


Рис. 3.7: Графики зависимостей дифференциального сопротивления от магнитного поля для образцов В6(a,b), С6(c,d) и D7(e,f) до 2 и 20 мкА.

3.2.2 Зависимость критического тока от магнитного поля

На графике 3.8 представлена зависимость критического тока от магнитного поля для образцов B6, C6 и D7.

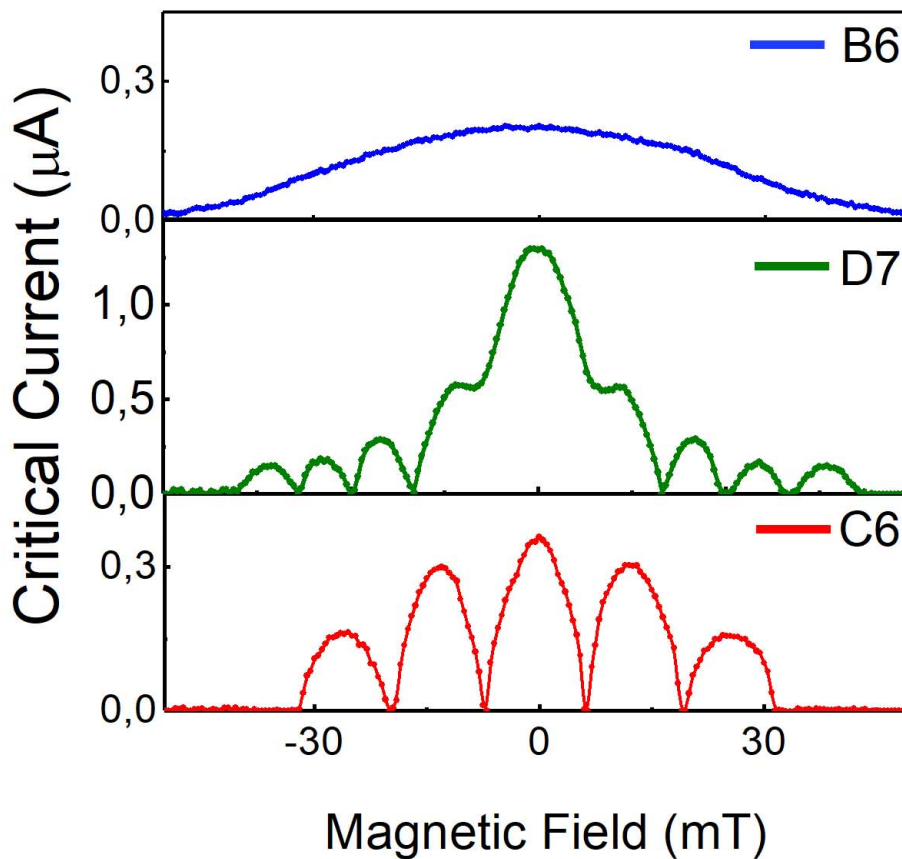


Рис. 3.8: Зависимость критического тока от магнитного поля для образцов B6, C6 и D7.

3.3 Выводы

Основные результаты данной работы подтверждают, что в гибридных S/TI/S контактах, а в частности Nb/Bi₂Te₂Se/Nb доминирующий вклад в проводимость обусловлен двумерными поверхностными состояниями. Монокристаллы выращенные PVD методом и структурированные в нашей лаборатории демонтируют баллистический транспорт в интерфейсе с сверхпроводящими Nb контактами. Баллистический транспорт подтверждается зависимостью критического тока от температуры. Также баллистический

транспорт подтверждает гипотезу, что сверхток протекает в топологически защищенными поверхностных состояниях TI. Сравнительное исследование поведения вольт-амперных характеристик от внешнего магнитного поля подтвердили наличие обычной джозефсоновской связи с топологически тривиальным ток фазовым соотношением, как и ожидалось в случае многоканального транспорта.

3.4 Заключение

За годы работы над магистерской диссертацией я сделал огромное количество экспериментальной и инженерной работы. Здесь я хотел бы перечислить все, что было сделано в хронологическом порядке :

- Октябрь 2015 создан прототип установки для синтеза топологических изоляторов PVD методом
- Январь 2016 получены первые пригодные для электронной литографии монокристаллы $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$
- Март 2016 Разработана новая технология подвода контактов к сверхтонким структурам и созданы контакты методами электронной литографии.
- Май 2016 изготовлена первая S/TI/S структура и продемонстрировано наличие эффекта близости.
- Октябрь 2016 диплом за лучший доклад на XIV Курчатовской междисциплинарной молодежной научной школе в секции “Физика твердого тела и сверхпроводимость”
- Декабрь 2016 полностью освоена измерительная методика на установке Heliox. Освоены навыки бондирования образцов.
- Январь 2017 освоены принципы работы на рефрижераторе растворения Bluefors, начата кропотливая работы по постановке DC измерений на данной установке.

- Май 2017 начата масштабная модернизация PVD установки, начата систематическая работа по переосаждениям монокристаллов, за все время эксплуатации установки мною было изготовлено около 75 образцов.
- Июнь 2017 мною проведен контрольный эксперимент по измерению отдельных джозефсоновских переходов Al-AlO_x-Al в рамках проекта фонда перспективных исследований по созданию квантового компьютера. В тоже время Валерий Владимирович Рязанов(зав.лаб) назначил меня ответственным за DC измерения на рефрижераторе растворения. С того момента начата затяжная борьба с шумами в криостате. За время работы на криостате мной было промерено около 50 подложек с джозефсоновскими контактами, а это в свою очередь около 300 отдельных SIS переходов.
- Сентябрь 2017 получен первый S/TI/S контакт, который продемонстрировал наличие Джозефсоновского сверхтока. Начато планомерное изучение электронно-транспортных и магнитотранспортных свойств данных образцов.
- Октябрь 2017 Начато освоение микроволновых основ для спектроскопии сверхпроводящих кубитов. Освоена характеристика резонаторов, однотоновая и двухтоновая спектроскопия кубитов методом дисперсионного считывания.
- Декабрь 2017 При моем участии выпущены следующие результаты интеллектуальной собственности «Ноу-хау»: 1. «Методика приготовления квантовых состояний отдельных кубитов»; 2. «Методика измерения спинового эха (эха Хана) когерентных квантовых процессов в кубитах»; 3. «Методика измерений времени релаксации, времени свободной прецессии и времени дефазировки состояния кубита»; 4. «Методика импульсных микроволновых манипуляций и контроля состояния одиночных кубитов». В рамках договора 15.07.2017 № 1144-16 с Фондом перспективных исследований. По программе реализации

квантового компьютера.

- Январь 2018 Совместно с Д.С.Львовым выигран грант «УМНИК» с темой : «Разработка методики синтеза субмикронных монокристаллических пластин на основе висмута, селена и теллура методом физического осаждения».
- Март 2016 Мною совместно с командами МГТУ им. Баумана, МФТИ и МИСИС измерено рекордное время жизни сверхпроводящего кубита - трансмона в России. Время жизни T_1 составило 6.9 мкс.
- Май 2017 На данный момент результаты дипломной работы представлены на шести конференциях включая одну международную. По результатам исследований готовится работа в печать в высокорейтинговый журнал.

3.5 Благодарности

За время моей работы я познакомился с огромным количеством хороших людей, которым можно и нужно выразить благодарность. В первую очередь я бы хотел поблагодарить своего научного руководителя - к.ф.-м.н. Столярова Василия Сергеевича. Для меня было честью делать свои первые шаги в исследовательской деятельности под руководством этого человека. За предоставление таких уникальных возможностей для работы, высокого уровня доверия ко мне, а также за помощь в любых вопросах. Я хочу поблагодарить заведующего нашей лабораторией д.ф.-м.н., профессора Рязанова Валерия Владимировича. Также хочу поблагодарить своего напарника Митю Львова, за его колоссальный вклад в данную работу и упорство при обсуждениях теории. За помощь в рецензировании диплома, а также за помощь в изготовлении образцов я хочу поблагодарить самого аккуратного человека в нашей лаборатории - аспирантку Ольгу Скрыбину. Отдельной благодарности заслуживает начальник чистой зоны Сергей Егоров. Его оригинальные идеи и обсуждения за чашкой кофе помогли вывести данную работу на новый уровень. За фрезерные и токарные работы, а также за помощь в очистке лаборатории от советского прошлого я хочу

поблагодарить слесаря Николая Сергеевича Степакова. В течение этих лет у меня всегда была возможность работать в дружеской и комфортной атмосфере. Для этого я хотел бы особо поблагодарить Михаила Сидельникова, Глеба Федорова, Станислава Гильмулина, Владимира Мильчакова, Андрея Михайловича Кокотина, Олега Вяслева, Ивана Храпача и всех людей, с которыми мне было приятно работать.

Литература

- [1] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. Theory of superconductivity. Physical Review, 108(5):1175–1204, 1957.
- [2] VL Ginzburg. Vl ginzburg and ld landau, j. exptl. theoret. phys.(ussr) 20, 1064 (1950). J. Exptl. Theoret. Phys.(USSR), 20:1064, 1950.
- [3] Brian D. Josephson. Coupled superconductors and beyond. Low Temperature Physics, 38(4):260–262, 1964.
- [4] A. A. Golubov, M. Yu Kupriyanov, and E. Il'ichev. The current-phase relation in Josephson junctions. Reviews of Modern Physics, 76(2):411–469, 2004.
- [5] Vinay Ambegaokar and Alexis Baratoff. Tunneling between superconductors. Physical Review Letters, 10(11):486, 1963.
- [6] G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk. Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion. Physical Review B, 1982.
- [7] AD Zaikin and GF Zharkov. Contribution to the theory of weak superconductivity in snins systems. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 51:364, 1980.
- [8] Artem V. Galaktionov and Andrei D. Zaikin. Quantum interference and supercurrent in multiple-barrier proximity structures. Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics, 65(18):1–13, 2002.
- [9] F Born, D Cassel, Kirill Ilin, AM Klushin, M Siegel, Alexander Brinkman, Alexandre Avraamovitch Golubov, M Yu Kupriyanov, and Horst Rogalla. Transport properties of sinis junctions with high-current density. IEEE transactions on applied superconductivity, 13(2):1079–1084, 2003.

- [10] Alexander Brinkman and Alexandre Avraamovitch Golubov. Coherence effects in double-barrier Josephson junctions. Physical Review B, 61(17):11297, 2000.
- [11] K. A. Delin and A. W. Kleinsasser. Stationary Properties of High Critical Temperature Proximity Effect Josephson Junctions. Superconductor Science and Technology, 9:227, 1996.
- [12] B. L. Al'tshuler and B. Z. Spivak. Mesoscopic fluctuations in a superconductor-normal metal-superconductor junction. Sov. Phys. JETP, 65(February):343, 1987.
- [13] C. W. J. Beenakker. Three "universal" mesoscopic Josephson effects. pages 1–21, 1992.
- [14] Konstantin K Likharev. Correlated discrete transfer of single electrons in ultrasmall tunnel junctions. IBM Journal of Research and Development, 32(1):144–158, 1988.
- [15] B. Giovannini and C. Berthod. Gorkov equations for a pseudogapped high-temperature superconductor. Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics, 63(14), 2001.
- [16] A. Brinkman and A. A. Golubov. Coherent effects in double-barrier Josephson junctions. (2):2–5, 1999.
- [17] Klaus D. Usadel. Generalized diffusion equation for superconducting alloys. Physical Review Letters, 25(8):507–509, 1970.
- [18] M. Veldhorst, M. Snelder, M. Hoek, T. Gang, V. K. Guduru, X. L. Wang, U. Zeitler, W. G. Van Der Wiel, A. A. Golubov, H. Hilgenkamp, and A. Brinkman. Josephson supercurrent through a topological insulator surface state. Nature Materials, 11(5):417–421, 2012.
- [19] M. Yu. Kuprianov and V. F. Lukichev. Influence of boundary transparency on the critical current of dirty. Sov. Phys. JETP, 67(June):1163, 1988.

- [20] Ettore Majorana and Luciano Maiani. A symmetric theory of electrons and positrons. Ettore Majorana Scientific Papers, pages 201–233, 1937.
- [21] Mark Johnson and R. H. Silsbee. Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals. Physical Review Letters, 55(17):1790–1793, 1985.
- [22] Martin Leijnse and Karsten Flensberg. Introduction to topological superconductivity and Majorana fermions. Semiconductor Science and Technology, 27(12):1–21, 2012.
- [23] Chetan Nayak, Steven H. Simon, Ady Stern, Michael Freedman, and Sankar Das Sarma. Non-Abelian anyons and topological quantum computation. Reviews of Modern Physics, 80(3):1083–1159, 2008.
- [24] Alexei Kitaev. Unpaired Majorana fermions in quantum wires. pages 1–16, 2000.
- [25] C. W. J. Beenakker. Search for Majorana fermions in superconductors. (April 2012), 2001.
- [26] Michel Cyrot and Davor Pavuna. Introduction to superconductivity and high-Tc materials. World Scientific, 1992.
- [27] Alexandre M Zagoskin. Quantum theory of many-body systems. Springer, 1998.
- [28] Liang Fu and C. L. Kane. Superconducting proximity effect and Majorana fermions at the surface of a topological insulator. (3):1–4, 2007.
- [29] Liang Fu and C. L. Kane. Josephson Current and Noise at a Superconductor-Quantum Spin Hall Insulator-Superconductor Junction. pages 2–5, 2008.
- [30] L Bretheau. Localized Excitations in Superconducting Atomic Contacts: Probing the Andreev Doublet. Thesis, pages 1–322, 2013.

- [31] Benjamin Sacépé, Jeroen B. Oostinga, Jian Li, Alberto Ubaldini, Nuno J.G. Couto, Enrico Giannini, and Alberto F. Morpurgo. Gate-tuned normal and superconducting transport at the surface of a topological insulator. Nature Communications, 2(1):1–7, 2011.
- [32] Jeroen B. Oostinga, Luis Maier, Peter Schüffelgen, Daniel Knott, Christopher Ames, Christoph Brüne, Grigory Tkachov, Hartmut Buhmann, and Laurens W. Molenkamp. Josephson supercurrent through the topological surface states of strained bulk HgTe. Physical Review X, 3(2):1–7, 2013.
- [33] Sungjae Cho, Brian Dellabetta, Alina Yang, John Schneeloch, Zhijun Xu, Tonica Valla, Genda Gu, Matthew J. Gilbert, and Nadya Mason. Symmetry protected Josephson supercurrents in three-dimensional topological insulators. Nature Communications, 4:1686–1689, 2013.
- [34] Fanming Qu, Fan Yang, Jie Shen, Yue Ding, Jun Chen, Zhongqing Ji, Guangtong Liu, Jie Fan, Xiunian Jing, Changli Yang, and Li Lu. Strong superconducting proximity effect in Pb-Bi₂Te₃ hybrid structures. Scientific Reports, 2:2–6, 2012.
- [35] J. R. Williams, A. J. Bestwick, P. Gallagher, Seung Sae Hong, Y. Cui, Andrew S. Bleich, J. G. Analytis, I. R. Fisher, and D. Goldhaber-Gordon. Unconventional Josephson effect in hybrid superconductor-topological insulator devices. Physical Review Letters, 109(5):1–5, 2012.
- [36] M. P. Stehno, N. W. Hendrickx, M. Snelder, T. Scholten, Y. K. Huang, M. S. Golden, and A. Brinkman. Conduction spectroscopy of a proximity induced superconducting topological insulator. Semiconductor Science and Technology, 32(9), 2017.
- [37] A. V. Zaitsev. Quasiclassical equations of the theory of superconductivity for contiguous metals and the properties of constricted microcontacts. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 86(July 1983):1742, 1984.

- [38] A. A. Golubov, E. P. Houwman, J. G. Gijsbertsen, V. M. Krasnov, J. Flokstra, H. Rogalla, and M. Yu Kupriyanov. Proximity effect in superconductor-insulator-superconductor Josephson tunnel junctions: Theory and experiment. *Physical Review B*, 51(2):1073–1089, 1995.
- [39] Peter Schüffelgen, Daniel Rosenbach, Chuan Li, Tobias Schmitt, Michael Schleenvoigt, Abdur R. Jalil, Jonas Kölzer, Meng Wang, Benjamin Bennemann, Umut Parlak, Lidia Kibkalo, Martina Luysberg, Gregor Mussler, Alexander A. Golubov, Alexander Brinkman, Thomas Schäpers, and Detlev Grützmacher. Boosting Transparency in Topological Josephson Junctions via Stencil Lithography. (11):1–9, 2017.
- [40] Erwann Bocquillon, Russell S. Deacon, Jonas Wiedenmann, Philipp Leubner, Teunis M. Klapwijk, Christoph Brüne, Koji Ishibashi, Hartmut Buhmann, and Laurens W. Molenkamp. Gapless Andreev bound states in the quantum spin Hall insulator HgTe. *Nature Nanotechnology*, 12(2):137–143, 2017.
- [41] Xiaoyue He, Tong Guan, Xiuxia Wang, Baojie Feng, Peng Cheng, Lan Chen, Yongqing Li, and Kehui Wu. Highly tunable electron transport in epitaxial topological insulator $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$ thin films. *Applied Physics Letters*, 101(12):123111, 2012.
- [42] Yao-Yi Li, Guang Wang, Xie-Gang Zhu, Min-Hao Liu, Cun Ye, Xi Chen, Ya-Yu Wang, Ke He, Li-Li Wang, Xu-Cun Ma, et al. Growth dynamics and thickness-dependent electronic structure of topological insulator Bi_2Te_3 thin films on Si. *arXiv preprint arXiv:0912.5054*, 2009.
- [43] Desalegne Teweldebrhan, Vivek Goyal, and Alexander A Balandin. Exfoliation and characterization of bismuth telluride atomic quintuples and quasi-two-dimensional crystals. *Nano letters*, 10(4):1209–1218, 2010.
- [44] Desheng Kong, Jason C Randel, Hailin Peng, Judy J Cha, Stefan Meister, Keji Lai, Yulin Chen, Zhi-xun Shen, Hari C Manoharan, and Yi Cui. Topological Insulator Nanowires and. pages 0–4.

- [45] Seung Sae Hong, Judy J Cha, Desheng Kong, and Yi Cui. Bi₂Se₃ topological insulator nanoribbons. Nature Communications, 3:757, 2012.
- [46] Yuan Yan, Zhi Min Liao, Yang Bo Zhou, Han Chun Wu, Ya Qing Bie, Jing Jing Chen, Jie Meng, Xiao Song Wu, and Da Peng Yu. Synthesis and quantum transport properties of Bi₂Se₃ topological insulator nanostructures. Scientific Reports, 3, 2013.
- [47] S. W. Kang and S. W. Rhee. Growth of bismuth oxide films by direct liquid injection-metal organic chemical vapor deposition with Bi(tmhd)₃ (tmhd: 2,2,6,6-tetramethyl- 3,5-heptanedione). Thin Solid Films, 468(1-2):79–83, 2004.
- [48] Wenchuang Hu, Koshala Sarveswaran, Marya Lieberman, and Gary H Bernstein. Sub-10 nm electron beam lithography using cold development of poly (methylmethacrylate). Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena, 22(4):1711–1716, 2004.
- [49] Alfred Kwok-Kit Wong. Resolution enhancement techniques in optical lithography, volume 47. SPIE press, 2001.
- [50] M Isaacson and A Muray. In situ vaporization of very low molecular weight resists using 1/2 nm diameter electron beams. Journal of Vacuum Science and Technology, 19(4):1117–1120, 1981.
- [51] John M Martinis, Michel H Devoret, and John Clarke. Experimental tests for the quantum behavior of a macroscopic degree of freedom: The phase difference across a josephson junction. Physical Review B, 35(10):4682, 1987.
- [52] F P Milliken, J R Rozen, G A Keefe, and R H Koch. 50 Ω characteristic impedance low-pass metal powder filters. 024701(2007), 2007.
- [53] A Lukashenko and A V Ustinov. Improved powder filters for

- qubit measurements Improved powder filters for qubit measurements. 014701(2008):10–14, 2008.
- [54] L Galletti, Sophie Charpentier, P Lucignano, D Massarotti, Riccardo Arpaia, F Tafuri, Thilo Bauch, Y Suzuki, A Tagliacozzo, K Kadowaki, et al. Josephson effect in al/bi₂se₃/al coplanar hybrid devices. Physica C: Superconductivity and its Applications, 503:162–165, 2014.
- [55] Leonid P. Rokhinson, Xinyu Liu, and Jacek K. Furdyna. The fractional a.c. Josephson effect in a semiconductor-superconductor nanowire as a signature of Majorana particles. Nature Physics, 8(11):795–799, 2012.
- [56] Sophie Charpentier, Luca Galletti, Gunta Kunakova, Riccardo Arpaia, Yuxin Song, Reza Baghdadi, Shu Min Wang, Alexei Kalaboukhov, Eva Olsson, Francesco Tafuri, et al. Induced unconventional superconductivity on the surface states of bi₂te₃ topological insulator. Nature communications, 8(1):2019, 2017.
- [57] A. I. Gubin, K. S. Il'in, S. A. Vitusevich, M. Siegel, and N. Klein. Dependence of magnetic penetration depth on the thickness of superconducting nb thin films. Phys. Rev. B, 72:064503, Aug 2005.
- [58] R Frielinghaus, IE Batov, M Weides, H Kohlstedt, R Calarco, and Th Schäpers. Josephson supercurrent in nb/inn-nanowire/nb junctions. Applied physics letters, 96(13):132504, 2010.
- [59] L Angers, F Chiodi, G Montambaux, M Ferrier, S Guéron, H Bouchiat, and JC Cuevas. Proximity dc squids in the long-junction limit. Physical Review B, 77(16):165408, 2008.