Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра физики твердого тела

Направление подготовки: 03.04.01 Прикладные математика и физика
Направленность (профиль) подготовки: Физика твердого тела

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ТРАНСПОРТА В ПЛАНАРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ СВЕРХПРОВОДНИК - ВЕЙЛЕВСКИЙ ПОЛУМЕТАЛЛ

(магистерская диссертация)

Студент:
Швецов Олег Олегович

____
(подпись студента)

Научный руководитель:
Девятов Эдуард Валентинович
д-р физ.-мат. наук, профессор

____
(подпись научного руководителя)

Черноголовка 2019

Аннотация

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию транспортных свойств гетероструктур на основе сверхпроводников и Вейлевского топологического полуметалла WTe_2. Исследование таких гетероструктур представляет огромный интерес сразу с нескольких сторон. Во-первых, это один из немногих возможных способов для экспериментального изучения поверхностных транспортных свойств топологических материалов. Во-вторых, существует множество теоретических предпосылок для ожидания нетривиальных проявлений эффекта близости со сверхпроводником в топологической поверхности. К ним относятся топологическая наведенная сверхпроводимость с нетрадиционным типом спаривания и существование майорановских состояний. Наконец, следует отметить потенциальную возможность приложений в таких областях как квантовая вычислительная техника и спинтроника.

Работа состоит из трех частей. В первой дан обзор литературы, которая используется при объяснении экспериментальных результатов. Во второй описано экспериментальное исследование одиночного Андреевского контакта к монокристаллу WTe_2. Дифференциальное сопротивление такого контакта показывает особенности, которые мы связываем с вкладом поверхностных топологических состояний в перенос заряда. В третьей части описано экспериментальное исследование стационарного и нестационарного эффектов Джозефсона в необычайно длинных 5 μm планарных переходах In-WTe_2-In. Необычные транспортные свойства таких Джозефсоновских переходов мы также связываем с поверхностными топологическими состояниями Вейлевского полуметалла WTe_2.

Содержание

Список сокращений

ВПМ – Вейлевский полуметалл
SN – superconductor - normal metal, используется для обозначения контакта сверхпроводника и нормального металла
SNS – superconductor - normal metal - superconductor
ПС – поверхностное состояние
БТК – теория Блондера, Тинкхама и Клапвика, описывающая транспорт в SN контакте
ДТ – Дираковская точка
ВТ – Вейлевская точка
ARPES – angle-resolved photoemission spectroscopy
TR – Tomasch resonances
SQUID (СКВИД) – superconducting quantum interference device
SAR – specular Andreev reflection

1 Введение

С недавнего времени в физике конденсированного состояния возобновился интерес к полуметаллам в контексте изучения топологических эффектов. Недавно открытые топологические Дираковские и Вейлевские полуметаллы являются трехмерными аналогами графена [5]: в их объеме имеются особые точки зоны Бриллюэна (Дираковские точки), вблизи которых закон дисперсии линеен по всем направлениям в k-пространстве. В Вейлевских полуметаллах, в отличие от Дираковских, нарушена T или P симметрия, что приводит к снятию вырождения с Дираковских точек, и они становятся разнесены в k-пространстве на пары Вейлевских точек с различной киральностью. Квазичастицы с линейным низкоэнергетическим законом дисперсии описываются уравнением Вейля, известным из физики высоких энергий, и называются Вейлевскими фермионами. С ними связывают такие интересные физические эффекты как киральная аномалия [6–12] и аномальный эффект Холла [13–16].

Наряду с другими известными топологическими материалами [1–4], Вейлевские полуметаллы обладают топологически защищенными поверхностными состояниями, называемыми Ферми арками. Они соединяют проекции Вейлевских точек с различной киральностью на противоположные поверхности кристалла через его объем. Ферми арки были продемонстрированы при помощи ARPES [17] и использованы для объяснения появления дополнительных периодов квантовых осцилляций в топологических полуметаллах [18]. Тем не менее, из-за высокой объемной проводимости экспериментальное исследование транспортных свойств Ферми арок сильно затруднено.

Значительный интерес также вызывает нетривиальная физика, возникающая в топологических материалах с индуцированной сверхпроводимостью при близости со сверхпроводником. Для одиночного контакта сверхпроводник-нормальный металл Андреевское отражение [19] позволяет низкоэнергетическим электронам проходить из нормального металла в сверхпроводник с формированием куперовской пары, при этом обратно в нормальный металл отражается дырка. Процесс усложняется, если Андреевский транспорт происходит на границе сверхпроводника и топологического материала. В этом случае топологическое поверхностное состояние находится в близости со сверхпроводником, что может привести к особенностям в Андреевском транспорте [20–23].

Кроме того, имея два близко расположенных сверхпроводящих контакта к топологическому полуметаллу, можно определить вклад поверхностного состояния в Джозефсоновский ток. Так, транспорт по краевым состояниям связывают с эффектом Джозефсона в длинных (до 2 μm) переходах сверхпроводник-графен-сверхпроводник [24, 25]. Джозефсоновские переходы на основе Дираковского полуметалла Cd_3As_2 демонстрируют π и 4π периодичность в нестационарном эффекте Джозефсона [28, 29]. π периодичность можно объяснить как интерференцию сверхпроводящих токов в объемном и поверхностном состоянии Дираковского полуметалла. 4π периодичность, проявляющуюся как исчезновение нечетных ступеней Шапиро, связывают с топологической p-волновой сверхпроводимостью в таких переходах. 4π периодичный Джозефсоновский ток также ранее был теоретически предсказан и экспериментально обнаружен в переходах сверхпроводник-топологический изолятор-сверхпроводник [30].

Таким образом, изучение различных структур на основе сверхпроводников и топологических полуметаллов позволяет выявить их нетривиальные поверхностные свойства. В данной работе описано экспериментальное исследование гетероструктур, состоящих из сверхпроводников и Вейлевского полуметалла WTe_2. Нами был исследован одиночный сверхпроводящий контакт к поверхности WTe_2, а также длинные 5 μm Джозефсоновские переходы на основе этого топологического полуметалла. В обоих случаях необычные экспериментальные результаты можно интерпретировать при использовании концепции Ферми арок.

Все оригинальные экспериментальные результаты получены при непосредственном участии автора. Они опубликованы в 3 статьях:
1) O. O. Shvetsov, A. Kononov, A. V. Timonina, N. N. Kolesnikov and E. V. Deviatov. EPL, 124, 47003 (2018);
2) O. O. Shvetsov, A. Kononov, A. V. Timonina, N. N. Kolesnikov and E. V. Deviatov. JETP Letters, 107, 774–779 (2018);
3) A. Kononov, O. O. Shvetsov, S. V. Egorov, A. V. Timonina, N. N. Kolesnikov and E. V. Deviatov. EPL, 122, 27004 (2018).

2 Обзор литературы

В этом разделе приведен краткий обзор литературы, которая в будет использована в дальнейшем при интерпретации экспериментальных результатов. Первый подраздел включает в себя небольшой теоретический и экспериментальный экскурс о Вейлевских полуметаллах. Во втором рассматриваются свойства конкретного примера ВПМ - теллурида вольфрама WTe_2. Третий раздел касается Андреевского отражения и геометрических резонансов в SN контактах. Последний посвящен эффекту Джозефсона применительно к экспериментальным исследованиям поверхностных свойств топологических материалов.

2.1 Вейлевские полуметаллы. Общие сведения

Подробно ознакомиться с теорией топологических полуметаллов можно, например, в обзоре [5]. Здесь будут приведены некоторые сведения для ознакомления. Удобно начать рассмотрение общих свойств топологических полуметаллов с фазы Дираковского полуметалла. Аналогично графену, в Дираковском полуметалле низкоэнергетический закон дисперсии линеен возле точки касания зоны проводимости и валентной зоны (Дираковской точки - ДТ). Низкоэнергетические возбуждения безмассовые и имеют скорость, независящую от энергии. Спектр вблизи ДТ описывается гамильтонианом

$$\hat{H} = \pm v_F \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{p} = \pm v_F \begin{bmatrix} p_z & p_x - ip_y \\ p_x + ip_y & -p_z \end{bmatrix}, \tag{1}$$

где v_F - скорость Ферми, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ - набор матриц Паули, $\boldsymbol{p}$ - квазиимпульс электрона, отсчитываемый от ДТ. Собственные значения энергии $E = \pm p v_F$.

Любое малое возмущение в линейном приближении будет иметь вид $V = \delta_0 I + \boldsymbol{\delta} \cdot \boldsymbol{\sigma}$, где I - единичная матрица 2×2. Оно приведет к сдвижке по энергии на δ_0 и изменит положение ДТ на $\boldsymbol{p} = \mp \boldsymbol{\delta}/v_F$, однако не откроет щель в спектре. Устойчивость к возмущениям характерна для трехмерного случая. В двумерном линейном спектре графена малое возмущение способно привести к появлению щели.

Можно ввести оператор (helicity) $\hat{h} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{p}/p$, собственные значения которого в безмассовом случае отвечают различным киральностям (им соответствует знак $\pm$). Очевидно, что $\hat{h}$ коммутирует с гамильтонианом (1), поэтому киральность - квантовое число.

Гамильтониан (1) описывает пару ДТ, совпадающих в k-пространстве и имеющих противоположные киральности. Таким образом, суммарная киральность оказывается нулевой. Но положение ДТ в обратном пространстве меняется с нарушением симметрии по отношению к обращению времени или при отсутствии центра инверсии. В этом случае вырождение снимается, и пара ДТ распадается на пару Вейлевских точек (ВТ), находящихся в различных точках k-пространства, что и означает переход в фазу Вейлевского полуметалла (ВПМ). Поэтому из реально существующих кристаллов ВПМ следует искать среди материалов с нецентросимметричной кристаллической структурой, либо среди магнитных (с нарушенной T-симметрией) материалов.

Дираковский конус может быть наклонен в k-пространстве. При этом формируются электронные и дырочные карманы. Такой спектр реализуется в ВПМ II типа. ВПМ с прямым Дираковским конусом относят к I типу. Различие между ними схематически изображено на Рис. 1.

ВТ и ДТ являются топологическими объектами, ведущими себя как монополи по отношению к кривизне Берри в обратном пространства. Чтобы это показать, вычислим

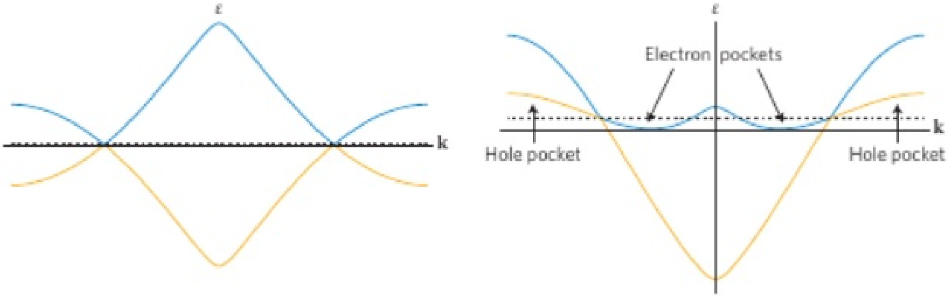


Рис. 1: Схематическое изображение спектров ВПМ I и II типа. Из работы [33].

вектор потенциал Берри вблизи ДТ

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{k}) = -i \sum_n \langle u_{n,\boldsymbol{k}} | \nabla_{\boldsymbol{k}} | u_{n,\boldsymbol{k}} \rangle \,, \tag{2}$$

где $|u_{n,\boldsymbol{k}}\rangle$ - периодическая часть Блоховской одноэлектронной волновой функции, а индекс n соответствует занятым зонам. Тогда кривизну Берри можно рассматривать как магнитное поле в обратном пространстве

$$\boldsymbol{F}(\boldsymbol{k}) = \nabla_{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{A}(\boldsymbol{k}). \tag{3}$$

Топологический инвариант Chern number вводится как поток вектора $\boldsymbol{F}(\boldsymbol{k})$ через поверхность в обратном пространстве

$$C = \frac{1}{2\pi} \int_S \boldsymbol{F}(\boldsymbol{k}) d\boldsymbol{S}_{\boldsymbol{k}}. \tag{4}$$

Если S_k содержит в себе ДТ и достаточно мала, чтобы все еще был справедлив гамильтониан (1), то можно вычислить $C = \pm 1$ для соответствующих киральностей.

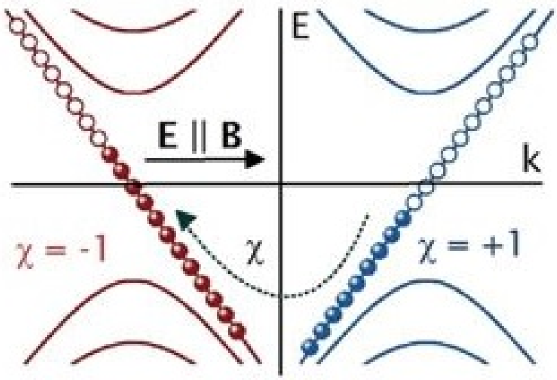


Рис. 2: Уровни Ландау в ВПМ. В присутствии параллельных электрического и магнитного полей ($\boldsymbol{E} \parallel \boldsymbol{B}$) возникает киральный ток. Это приводит к возникновению отрицательного продольного магнетосопротивления в Дираковских и Вейлевских полуметаллах. Из работы [38].

Киральность для Дираковских и Вейлевских фермионов - хорошее квантовое число. Тем не менее, киральная симметрия может быть нарушена при приложении параллельных электрического и магнитного полей ($\boldsymbol{E} \parallel \boldsymbol{B}$). В магнитном поле происходит расщепление зонной структуры на уровни Ландау, при этом только нулевой уровень имеет определенное направление групповой скорости вдоль или против $\boldsymbol{B}$ в зависимости от киральности. В отсутствие электрического поля $\boldsymbol{E}$ оба эти нулевых уровня одинаково заполнены. Однако, при приложении электрического поля $\boldsymbol{E} \parallel \boldsymbol{B}$, возникает неравновесная заселенность нулевого уровня, см. Рис. 2. Это приводит к возникновению кирального тока, пропорционального произведению $\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{B}$. Такой эффект носит название киральной аномалии, и в транспорте он проявляется как отрицательное продольное магнетосопротивление. Киральная аномалия активно изучалась и была экспериментально обнаружена во множестве топологических полуметаллов [39–45].

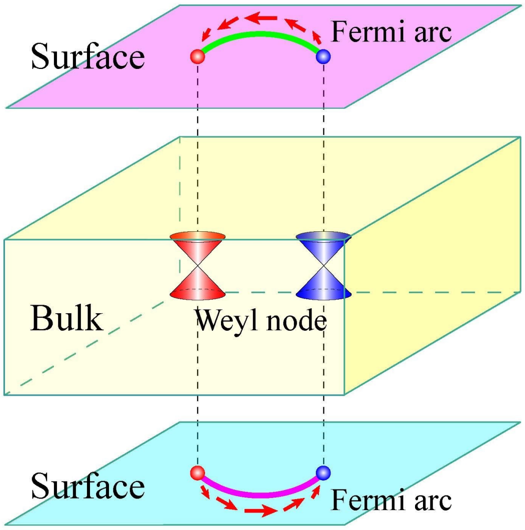


Рис. 3: Схематическое изображение Ферми арок. Они представляют собой незамкнутые линии на противоположных поверхностях кристалла. В обратном пространстве Ферми арки соединяют проекции ВТ с различными киральностями на поверхности. Незамкнутые линии соединяются в единый ферми-контур через объем кристалла. Из работы [31].

Большой интерес представляют поверхностные состояния ВПМ. Для двумерных систем ферми-контуры должны быть замкнуты, однако для поверхности ВПМ это не так. Их ферми-контуры на каждой поверхности представляют собой незамкнутые кривые, соединяющие проекции объемных ВТ с противоположными киральными зарядами на поверхностную зону Бриллюэна. Ферми-контура с противоположных поверхностей соединяются друг с другом в объеме кристалла, образуя замкнутую кривую. Такие ПС называются Ферми арками. Они схематически изображены на Рис. 3. Изображение Ферми арок, полученное при помощи ARPES для ВПМ TaAs представлено на Рис. 4.

Для нас в дальнейшем будет важно следующее свойство Ферми арок: они имеют специфическое направление групповой скорости. Относительно простая модель, рассмотренная в [37], предсказывает, что групповая скорость ПС ВПМ будет направлена перпендикулярно самой арке. Дисперсия вблизи ВТ и Ферми арки изображены на Рис. 5, под рисунком написаны волновые функции и дисперсия, полученные для ПС нижней и верхней поверхностей ВПМ в [37]. Из-за специфического направления групповой скорости ПС их называют киральными, подобно краевым состояниям в режиме квантового эффекта Холла.

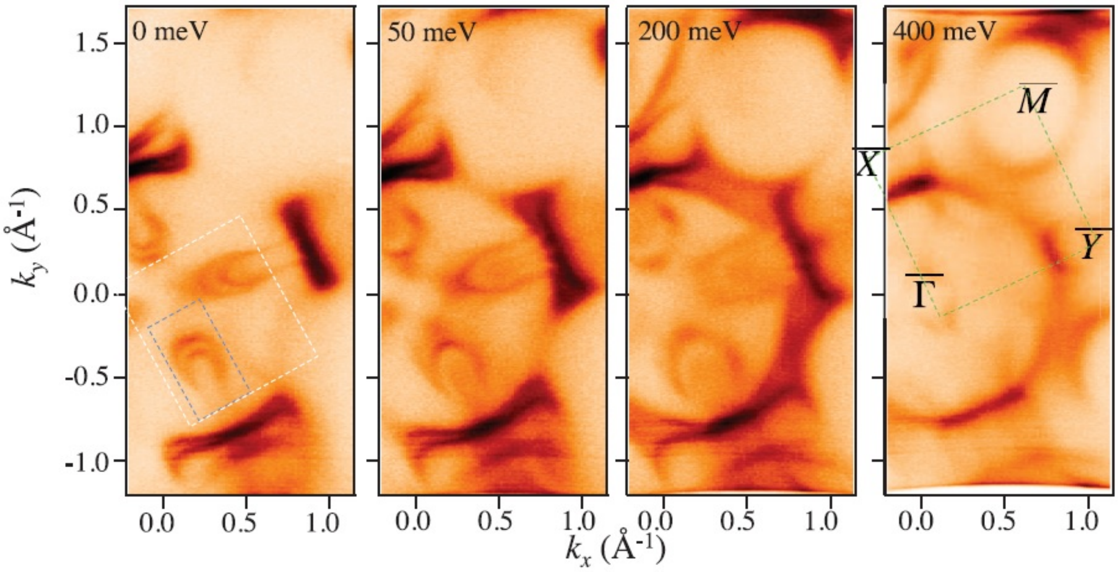
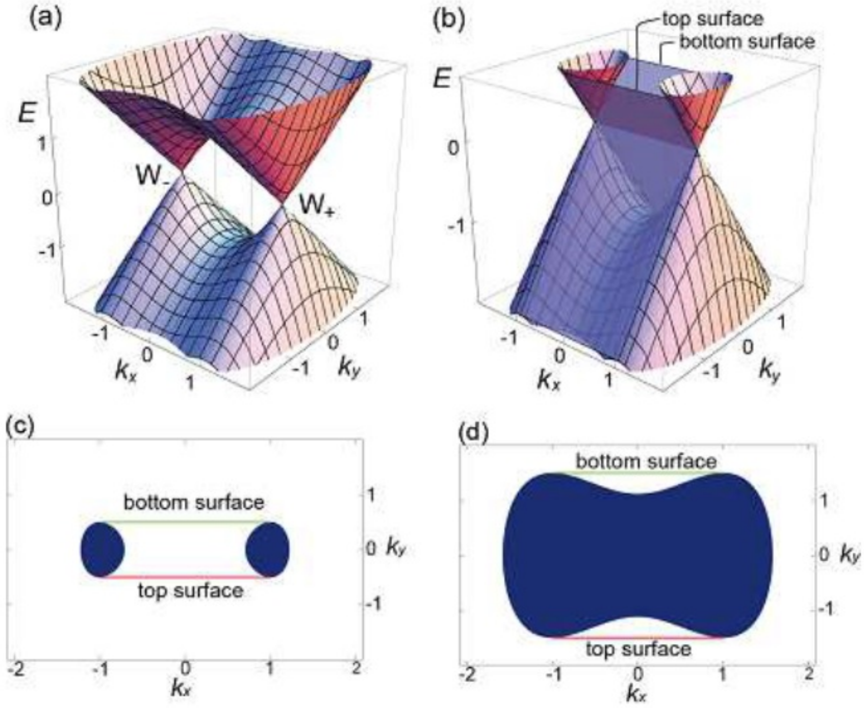


Рис. 4: Изображение, полученное при помощи ARPES для Вейлевского полуметалла TaAs. Темные линии соответствуют линиям постоянной энергии поверхностных состояний. Из работы [32].



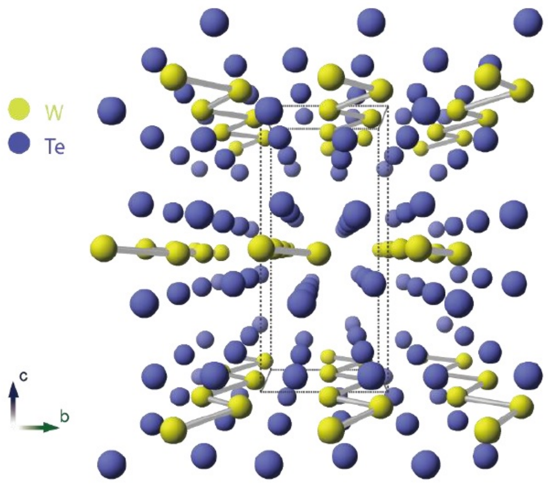
$$\psi_{\mathrm{T}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-(\gamma/v)\int^z (k_x^2 - m(z))dz}, \ E = -vk_y$$

$$\psi_{\mathrm{B}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{(\gamma/v)\int^z (k_x^2 - m(z))dz}, \ E = vk_y$$

Рис. 5: Объемные и поверхностные состояния для модели из работы [37]. Ферми арки расположены вдоль k_x на поверхности ВПМ, в то время как их групповая скорость направлена вдоль k_y.

2.2 Вейлевский полуметалл WTe_2

Рассмотрим подробнее свойства Вейлевского полуметалла теллурида вольфрама WTe_2, так как наше экспериментальное исследование касается именно его. Рассмотрение следует начать с кристаллической структуры этого материала. Нас будет интересовать фаза T_d (хотя возможны и иные фазы) с орторомбической пространственной группой Pmn21 (c_{2v}^7), расположение атомов в решетке изображено на Рис. 6. Квазиодномерные цепочки атомов вольфрама расположены вдоль кристаллографической оси a и находятся между слоями атомов теллура. Монокристалл WTe_2 нецентросимметричный и немагнитный [46].



Formula	WTe_2
formula mass, amu	439.05
space group	$C_{2v}{}^7$-$Pmn2_1$
a, Å	3.4859(19)
b, Å	6.265(3)
c, Å	14.038(8)
α, °	90.000
β, °	90.000
γ, °	90.000
V, Å^3	306.6(3)
Z	4
$T_{Measurement}$, K	296(2)

Рис. 6: Кристаллическая структура теллурида вольфрама в T_d структурной фазе. Ось a направлена перпендикулярно плоскости рисунка. Из работы [46].

Теллурид вольфрама был синтезирован и исследован около 60 лет назад. Однако, недавний возродившийся интерес к полуметаллам привел к открытию множества ранее неизвестных свойств этого материала. Одним из первых современных таких открытий было обнаружение гигантского незатухающего магнетосопротивления в WTe_2 [36]. Перпендикулярное магнетосопротивление, измеренное вдоль кристаллографической оси a при поле $B \parallel c$, оказалось ненасыщающимся вплоть до $B = 60$ Т, при этом его рост в таком поле составляет 13000000% при $T = 0.53$ К.

Гигантское незатухающее магнетосопротивление привлекло большое внимание к исследованию поверхности Ферми в WTe_2. Обычно его описывают полуклассической теорией (двухзонная модель), согласно которой тензор проводимости можно выразить в комплексном представлении

$$\hat{\sigma} = e[\frac{n\mu}{1 + i\mu B} + \frac{p\mu'}{1 + i\mu' B}], \tag{5}$$

где n, p - концентрации электронов и дырок, а μ, μ' - их подвижности. Обратный к $\hat{\sigma}$ тензор сопротивления

$$\hat{\rho} = \frac{1 + \mu\mu' B^2 + i(\mu - \mu')B}{e(n\mu + p\mu' + i(p - n)\mu\mu' B)}. \tag{6}$$

Из последнего выражения следует, что при компенсации носителей $p = n$ магнетосопротивление станет параболическим и незатухающим. Такое возможно в WTe_2, поверхность Ферми которого содержит несколько дырочных и электронных карманов. Ее структура довольно сложна, более подробное описание можно найти в [47]. Исследование эффекта Холла, осцилляций Шубникова-де-Гааза и ARPES подтверждают предположение о компенсации носителей при низких температурах.

В WTe_2 Вейлевские точки существуют вблизи касания электронных и дырочных карманов. Дираковский конус при этом оказывается наклонен, то есть WTe_2 является ВПМ II типа [5] (см. Рис. 1). К экспериментальным доказательствам существования фазы ВПМ в WTe_2 можно отнести эксперименты ARPES [17], визуализирующие Ферми арки, и обнаружение киральной аномалии [45]. Известно, что уровень Ферми в WTe_2 лежит приблизительно на 50 meV ниже ВТ [47], что затрудняет наблюдение топологических эффектов в транспорте.

2.3 Андреевское отражение и геометрические резонансы

В первой части экспериментального исследования, описанного в этой работе, изучается одиночный сверхпроводящий контакт к ВПМ WTe_2. Основной эффект, который следует ожидать в такой структуре - Андреевское отражение [19]. Подробное описание этого явления можно найти, например, в [48, 49], здесь будут приведены только результаты, которые будут важны для нас в дальнейшем.

Рассмотрим NS-контакт с некоторым рассеянием на интерфейсе. Задачу о движении электрона через такой интерфейс как правило решают в рамках подхода матрицы рассеяния. Для электрона, налетающего из нормального металла в сверхпроводник, возможны четыре процесса (см. Рис. 7):

(A) зеркальное отражение: $v_\perp \to -v_\perp, v_\parallel \to v_\parallel$

(B) Андреевское отражение: $v_\perp \to -v_\perp, v_\parallel \to -v_\parallel$

(C) пропускание электрона: $v_\perp \to v_\perp, v_\parallel \to v_\parallel$

(D) пропускание дырки: $v_\perp \to v_\perp, v_\parallel \to -v_\parallel$

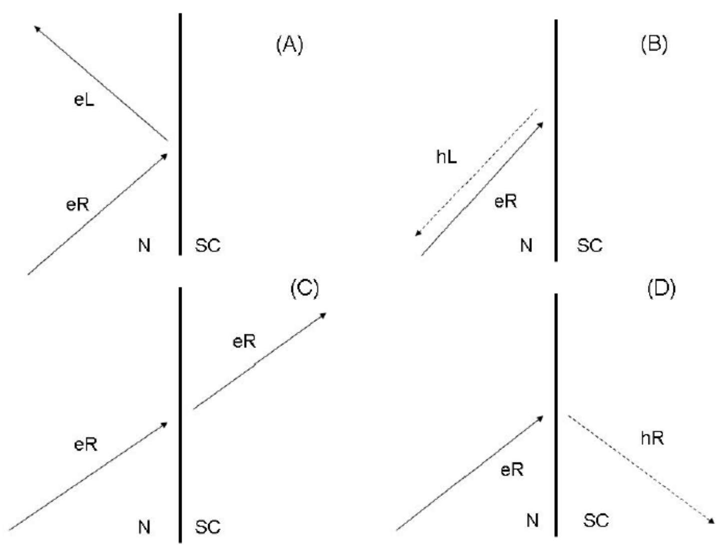


Рис. 7: Четыре процесса на NS интерфейсе. eL, eR, hL, hR - соответственно электроны и дырки и направление их групповой скорости: L - влево, R - вправо. Из [48].

Процессы (A) и (C) характеризуют обычное барьерное отражение и туннелирование электрона. Андреевское отражение (B) характерно для электронов с энергией $E < \Delta$

(отсчет энергии ведется от уровня Ферми), при $E > \Delta$ его вероятность быстро спадает. Суть этого процесса в том, что из-за щели в спектре сверхпроводника электрон не может проникнуть в него при $E < \Delta$, поэтому он спаривается с другим электроном и уходит в конденсат куперовских пар. В нормальную часть при этом отражается дырка. Андреевское отражение, в случае если этот процесс не подавлен, приводит к увеличению проводимости при энергии носителей $E < \Delta$. Может показаться, что в процессах (B) и (D) на Рис. 7 не сохраняется компонента импульса, находящаяся в плоскости интерфейса. Однако следует помнить, что импульс дырки направлен против ее групповой скорости.

Вероятности процессов A-D посчитаны в теории Блондера, Тинкхама и Клапвика (БТК) [49], в которой использован подход матрицы рассеяния для решения уравнений Боголюбова де-Жена. В одномерном случае потенциал рассеяния моделировался дельта-функцией $Z\delta(x)$. Было показано, что разность скоростей Ферми для N и S частей приводит только к перенормировке потенциала, учитывая это, можно положить их равными. Расчет вероятностей процессов A-D по БТК дает [48]

$$a(E) = \begin{cases} 1-b, \ E<\Delta; \\ \frac{({u_0}^2-{v_0}^2){v_0}^2(1+Z^2)}{\gamma^2}, \ E>\Delta; \end{cases} \tag{7}$$

$$b(E) = \begin{cases} \frac{\Delta^2}{E^2+(\Delta^2-E^2)(1+Z^2)^2}, \ E<\Delta; \\ \frac{{u_0}^2{v_0}^2}{\gamma^2}, \ E>\Delta; \end{cases} \tag{8}$$

$$c(E) = \begin{cases} 0, \ E<\Delta; \\ \frac{({u_0}^2-{v_0}^2){u_0}^2(1+Z^2)}{\gamma^2}, \ E>\Delta; \end{cases} \tag{9}$$

$$d(E) = \begin{cases} 0, \ E<\Delta; \\ \frac{({u_0}^2-{v_0}^2){v_0}^2Z^2}{\gamma^2}, \ E>\Delta; \end{cases} \tag{10}$$

где введены обозначения Δ – сверхпроводящая щель, ${u_0}^2 = \frac{1}{2}(1+\frac{\sqrt{E^2-\Delta^2}}{E})$, ${v_0}^2 = 1-{u_0}^2$, $\gamma = {u_0}^2 + ({u_0}^2-{v_0}^2)Z^2$.

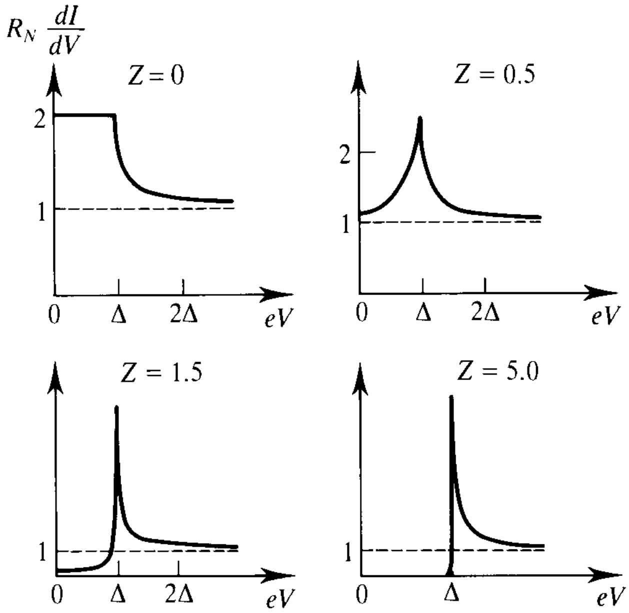


Рис. 8: $R_N dI/dV(V)$ для различного рассеяния Z.

Из формул выше видно, что в отсутствие рассеяния $Z = 0$, коэффициент $b = 1$ внутри щели, то есть всегда имеет место Андреевский процесс. С ростом потенциала рассеяния увеличивается вероятность отразить электрон обратно в нормальный металл. По формуле Ландауэра можно получить выражение для тока [50]

$$I = \frac{2e^2}{h} \int_0^{eV} dE(1 - a(E) + b(E)), \tag{11}$$

тогда кондактанс определяется выражением

$$G_{NS}(V) = \frac{dI}{dV} = \frac{2e^2}{h}(1 - a(eV) + b(eV)). \tag{12}$$

$$G_{NS}(eV \gg \Delta) \to G_N = \frac{2e^2}{h}\frac{1}{1+Z^2}, \tag{13}$$

$$G_{NS}(eV = 0) \to G_0 = \frac{2e^2}{h}\frac{2}{(1+2Z^2)^2}, \tag{14}$$

$$G_0/G_N = R_N/R_0 = \frac{2(1+Z^2)}{(1+2Z^2)^2}. \tag{15}$$

R_N называют нормальным сопротивлением. R_0 - сопротивление в нуле напряжения. Из их отношения можно получить силу барьера БТК Z.

Стоит упомянуть процесс, называемый Specular Andreev reflection (SAR) [26]. Он был впервые теоретически описан для транспорта через сверхпроводящий контакт к слаболегированному графену, когда $E_F \approx \Delta$. В этом процессе продольная (в плоскости интерфейса) компонента скорости дырки при Андреевском отражении сонаправлена с продольной компонентой налетающего электрона. SAR похоже на обыкновенное зеркальное отражение от потенциального барьера, за исключением того, что зеркально отражается дырка, а в сверхпроводник проходит заряд $2e$. SAR рассматривалось также и для сверхпроводящих контактов к ВПМ [27].

В пространственно ограниченных NS контактах возможно возникновение геометрических резонансов [51–53].

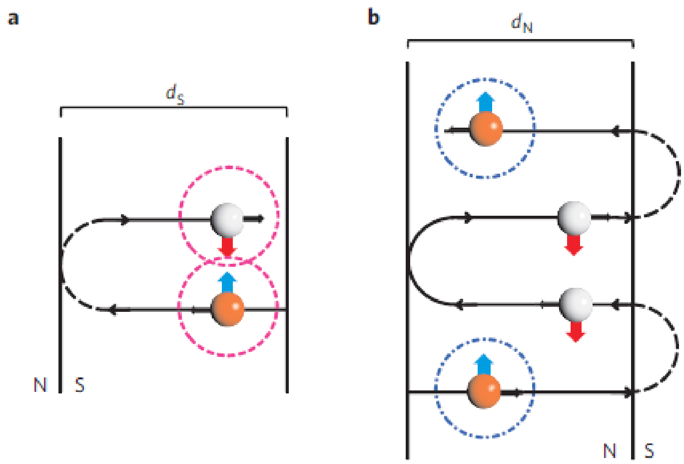


Рис. 9: а) Резонансы Томаша. б) Резонансы МакМиллана-Ровелла. Из статьи [54].

Рассмотрим одномерный NS контакт, в котором нормальная часть имеет длину d_N, меньшую длины свободного пробега и длины сбоя фазы. Учитывая отражение от границы с вакуумом и Андреевское отражение, траектория налетающего электрона становится замкнутой (Рис. 9(b)). Конструктивная интерференция происходит при набеге фазы $2\pi n$

$$E_n = \frac{2\pi\hbar n}{t} = \frac{hv_F n}{4d_N},\ n = 0, 1, 2, ... \tag{16}$$

что приводит к возникновению пиков кондактанса с периодом $\frac{hv_F}{4d_N}$. Это явление называется резонансами МакМиллана-Ровелла [52]. Наиболее отчетливо они видны при $eV < \Delta$ в прозрачных $Z \ll 1$ NS контактах, когда вероятность Андреевского отражения велика. Вне щели они затухают вместе с вероятностью Андреевского отражения (8).

При пространственном ограничении S части NS контакта также возможны геометрические резонансы. Пусть S часть имеет размер d_S, который меньше длины свободного пробега и длины сбоя фазы. В этом случае интерферируют Боголюбовские квазичастицы (Рис. 9(a)). Резонансы непериодичны с $E_n = \sqrt{\Delta^2 + (nhv_F/2d_S)^2}$ и называются осцилляциями Томаша [51]. Они возникают вне щели сверхпроводника $eV > \Delta$.

Наблюдение Томашевских резонансов (ТР) затруднено тем, что вероятность Андреевского процесса (уравнение 8) быстро затухает вне сверхпроводящей щели $eV > \Delta$. Кроме того, в 3D частицы налетают на интерфейс под различными углами, что приводит к замыванию резонансов. Увеличить амплитуду ТР помогает ограничение пространственной размерности [53]. Размытие ТР с увеличением размерности показано на Рис 10.

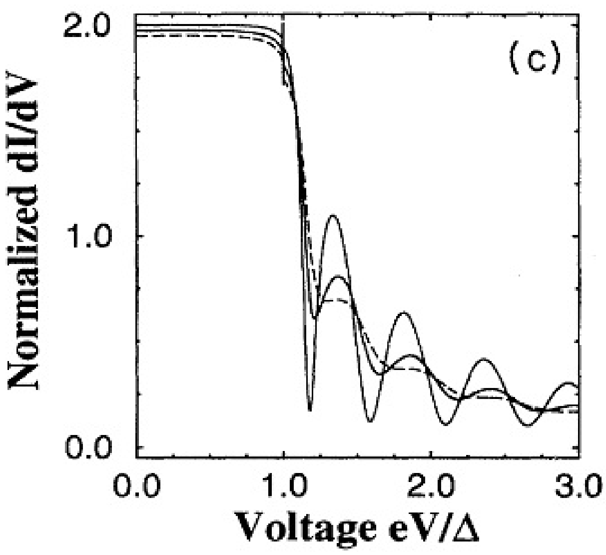


Рис. 10: Геометрические резонансы Томаша в кондактансе NS контактов различной пространственной размерности. Амплитуда уменьшается при увеличении размерности. Из [53].

Геометрические резонансы находят применение и в контексте топологического транспорта. Например, в работе [55] рассмотрен транспорт вдоль края двумерного топологического изолятора с наведенной сверхпроводимостью. Авторы показали, что в этом случае возможны геометрические резонансы типа ТР в области с наведенной сверхпроводимостью.

Другой возможный механизм появления внутрищелевых особенностей - многократное Андреевское отражение (МАР). Эффект был описан Блондером, Тинкхамом и Клапвиком для объяснения внутрищелевых пиков в кондактансе SNS структур с двумя интерфейсами [56, 57]. Возможность нескольких Андреевских отражений от близко расположенных SN интерфейсов приводит к резонансному увеличению проводимости при энергиях $eV = 2\Delta/n, n = 0, 1, 2, 3...$ (напряжение следует поделить на 2, если его снимают только с одного интерфейса). Пример дифференциальной ВАХ и полупроводниковой модели для МАР второго порядка представлен на Рис. 11.

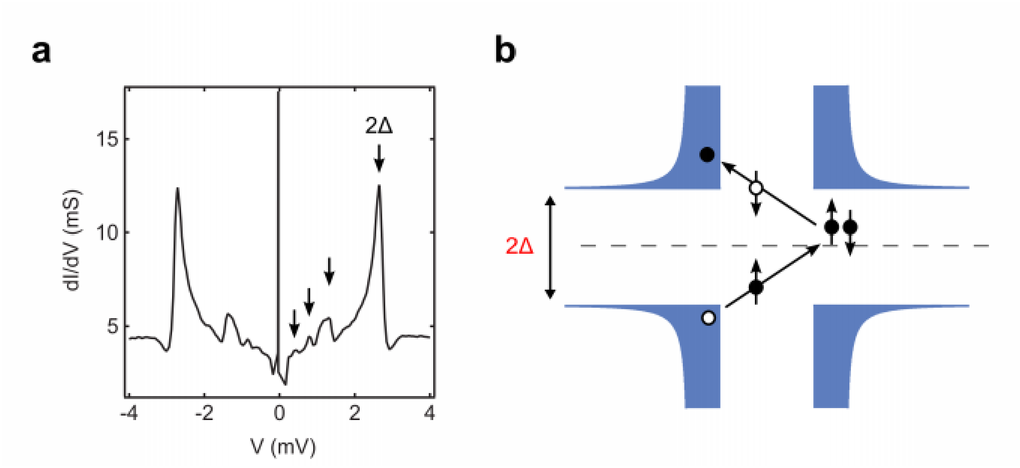


Рис. 11: (a) Кондактанс SNS структуры. Наличие двух интерфейсов приводит к возникновению резонансов при $eV = 2\Delta/n, n = 0, 1, 2, 3....$ (b) Пример МАР второго порядка в полупроводниковой модели. Из [58].

2.4 Эффект Джозефсона в топологических материалах

Во второй части экспериментального исследования, описанного в этой работе, изучаются Джозефсоновские переходы на основе ВПМ WTe_2. В этом разделе будет дано описание стационарного и нестационарного эффектов Джозефсона и их возможное применение к исследованию поверхностных свойств топологических материалов. Область физики, касающаяся эффекта Джозефсона, чрезвычайно обширна, поэтому здесь будут даны лишь самые базовые сведения и обзор некоторых экспериментальных работ. Достаточно полное и современное изложение дано в [59].

Стационарный эффект Джозефсона проявляется в протекании бездиссипативного сверхпроводящего тока в слабой связи между двумя сверхпроводниками (берегами перехода). Слабой связью может быть тонкая прослойка изолятора или нормального металла, а также сужение в сверхпроводнике. Согласно теории Гинзбурга-Ландау, плотность сверхпроводящего тока определяется градиентом фазы волновой функции сверхпроводящих электронов. Первое уравнение Джозефсона связывает бездиссипативный ток с разностью фаз на берегах:

$$I_s(\phi) = I_c sin(\phi), \tag{17}$$

где I_c обозначает критический (максимальный) бездиссипативный ток, а ϕ - разность фаз на берегах перехода. Функцию $I_s(\phi)$ называют ток-фазным соотношением. Ток-фазное соотношение синусоидально в простейшем случае. Пока будем считать его таковым.

Если ток в слабой связи превысит критическое значение I_c, то на переходе возникнет переменное напряжение. Это называется нестационарным эффектом Джозефсона или Джозефсоновской генерацией. Напряжение задается вторым соотношением Джозефсона

$$2eV(t) = \hbar \frac{\partial \phi}{\partial t}. \tag{18}$$

Если задавать постоянный ток в переходе $I > I_c$, то ясно, что помимо бездиссипативной компоненты теперь будет течь и нормальная компонента тока. Удобно представить себе это в рамках резистивной (RSJ - resistively shunted junction) модели, то есть рассматривать параллельно включенные слабую связь, по которой течет только сверхпроводящий ток, и нормальный резистивный участок с сопротивлением R (так как нас будут интересовать планарные переходы, здесь и далее мы пренебрегаем емкостью и не выходим за рамки RSJ). Тогда легко найти полный ток

$$I = V/R + I_s(\phi) = \frac{\hbar}{2eR}\frac{\partial\phi}{\partial t} + I_c sin(\phi). \tag{19}$$

Из двух последних уравнений легко найти напряжение

$$V(t) = R\frac{I^2 - I_c^2}{I + I_c cos(\omega t)},\ \omega = \frac{2e}{\hbar}R\sqrt{I^2 - I_c^2}. \tag{20}$$

Интересное явление возникает при облучении Джозефсоновского перехода микроволновым электромагнитным излучением. Будем считать, что мы задаем на переходе напряжение, имеющее постоянную V_{dc} и переменную $V_{ac}cos(\omega_{ac}t)$ компоненты, и измеряем ток. Найдем разность фаз

$$\hbar\frac{\partial\phi}{\partial t} = 2eV(t) = 2e(V_{dc} + V_{ac}cos(\omega_{ac}t)) \Rightarrow \phi(t) = \phi(0) + \frac{2e}{\hbar}V_{dc}t + \frac{2e}{\hbar\omega_{ac}}V_{ac}sin(\omega_{ac}t). \tag{21}$$

Согласно резистивной модели полный ток равен

$$I(t) = \frac{V(t)}{R} + I_c sin[\phi(0) + \frac{2e}{\hbar}V_{dc}t + \frac{2e}{\hbar\omega_{ac}}V_{ac}sin(\omega_{ac}t)]. \tag{22}$$

Введем обозначения $\omega_J = 2eV_{dc}/\hbar$, Φ_0 - квант потока, и разложим второе слагаемое в $I(t)$ по функциям Бесселя

$$I(t) = \frac{V(t)}{R} + I_c\sum_{n=-\infty}^{\infty}(-1)^n J_n(\frac{2\pi V_{ac}}{\Phi_0\omega_{ac}})sin[\phi(0) + (\omega_J - n\omega_{ac})t]. \tag{23}$$

Среднее по времени во втором слагаемом $I(t)$ будет ненулевым только при $\omega_J = n\omega_{ac}$:

$$\overline{I(t)} = \frac{V_{dc}}{R} + I_c\sum_{n=-\infty}^{\infty}(-1)^n J_n(\frac{2\pi V_{ac}}{\Phi_0\omega_{ac}})sin[\phi(0)]\delta_{\omega_J, n\omega_{ac}}. \tag{24}$$

Итак, мы получили скачки среднего тока при пропускании переменного напряжения через Джозефсоновский переход. Они известны как пики Шапиро, пример ВАХ приведен на Рис. 12(a). Непривычная постановка, в которой задается напряжение и измеряется ток, нужна была, чтобы показать аналитическое решение задачи. В действительности как правило задают ток и снимают напряжение. Аналитического решения такой задачи нет. Численное моделирование и эксперимент показывают, что в этом случае появляются эквидистантные по напряжению плато на ВАХ, известные как ступени Шапиро (Рис. 12(b)). Как и для пиков, положение плато определяется условием $\omega_J = n\omega_{ac} \Rightarrow V_{dc} = n\frac{\hbar\omega_{ac}}{2e}$. Следует заметить, что положение плато определяется только частотой внешнего переменного напряжения и фундаментальными константами, благодаря чему ступени Шапиро используются для определения эталона напряжения.

Из приведенного выше рассуждения можно догадаться, что характер ступеней Шапиро сильно зависит от ток-фазного соотношения в Джозефсоновском переходе. Так, при наличии дополнительных гармоник в ток-фазном соотношении или при наличии нескольких сверхпроводящих каналов (СКВИД) появляются дробные ступени Шапиро [60]. Интересным также оказывается случай, когда некоторые ступени исчезают.

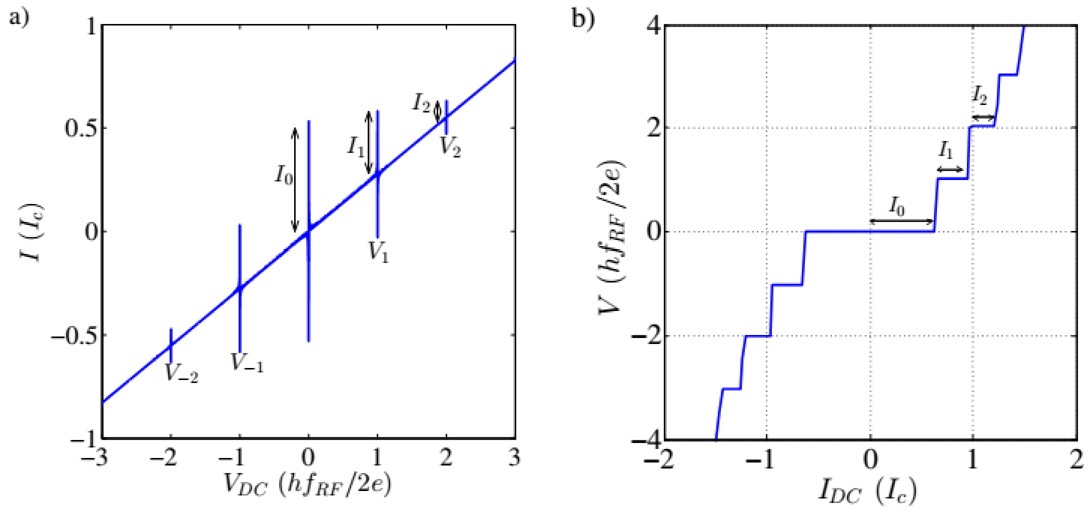


Рис. 12: Численное моделирование для пиков Шапиро (a) и ступеней Шапиро (b). Из [59].

Исчезновение нечетных ступеней Шапиро было теоретически предсказано и экспериментально обнаружено [59] для Джозефсоновских переходов на основе топологических изоляторов. Эффект связывают с 4π периодичным ток-фазным соотношением в переходах на основе ПС топологического изолятора. Такое ток-фазное соотношение, вероятно, является следствием существования бесщелевого 4π периодичного Андреевского уровня и p-волновой топологической сверхпроводимости в таких Джозефсоновских переходах [30, 59].

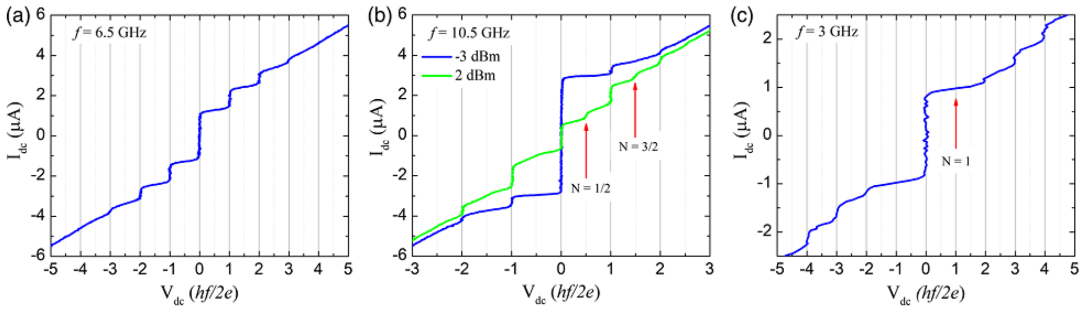


Рис. 13: ВАХ Джозефсоновского перехода Al-Cd_3As_2-Al под воздействием СВЧ поля. (a) На частоте $f = 6.5$ GHz видны целые ступени Шапиров в $V_{dc} = Nhf/2e$. (b) На частоте $f = 6.5$ GHz при повышении мощности появляются полуцелые ступени Шапиро. (c) При понижении мощности и частоты до $f = 3$ GHz наблюдается исчезновение первой ступени Шапиро. Из [28].

Остановимся более подробно на экспериментальной работе [28], в которой были исследованы Джозефсоновские переходы на основе Дираковского полуметалла Al-Cd_3As_2-Al. Эта работа - пример того, чем может быть полезен эффект Джозефсона при изучении топологических полуметаллов. Нестационарный эффект Джозефсона в структурах Al-Cd_3As_2-Al демонстрирует одновременно полуцелые ступени Шапиро и отсутствие первой нечетной ступени в различных диапазонах частот, см. Рис. 13. Авторы интерпретируют исчезновение первой ступени как следствие топологической p-волновой сверхпроводимости в ПС Дираковского полуметалла, а появление полуцелых ступеней – как интерференцию сверхтоков, текущих по объему и поверхности образца, см.

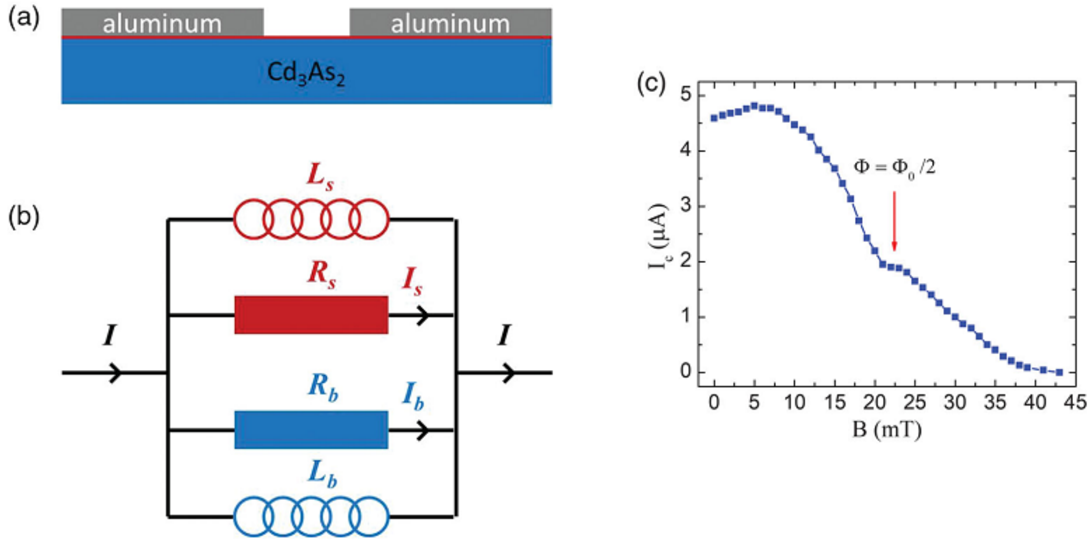


Рис. 14: (a) Схематическое изображение образца Al-Cd_3As_2-Al. (b) Цепь, моделирующая СКВИД с индуктивностями. Индексы s и b соответствуют поверхности и объему образца. (c) Зависимость критического тока от внешнего магнитного поля демонстрирует особенность в половине кванта потока. Из [28].

Рис. 14(a). Такая интерпретация подтверждается экспериментально наблюденным минимумом в $I_c(B)$, соответствующим половине кванта потока через площадь перехода, см. Рис. 14(c). Авторы демонстрируют расчетную модель, в которой наличие двух каналов (объем и поверхность), обладающих индуктивностью (Рис. 14(b)), приводит к возникновению дробных ступенек и минимуму в $I_c(B = \frac{1}{2}\Phi_0 S)$.

Геометрия СКВИДа может привести к возникновению не только полуцелых ступеней Шапиро, но и других дробных, даже если в каждой отдельной слабой связи ток-фазное соотношение 2π периодичное синусоидальное. В работе [60] было проведено моделирование нестационарного эффекта Джозефсона для асимметричного СКВИДа, результат представлен на Рис. 15. В СКВИДе с неоднородным распределением токов могут возникать дополнительные дробные ступени Шапиро.

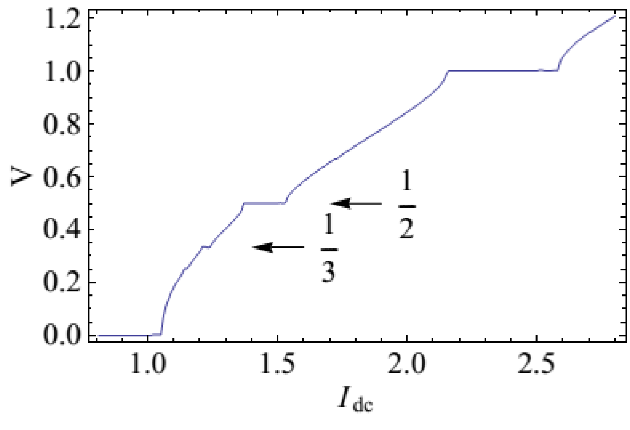


Рис. 15: Пример возникновения 1/3 и 1/2 дробных ступеней Шапиро в асимметричном СКВИДе под воздействием СВЧ поля. Из [60].

В дальнейшем нам необходимо будет анализировать зависимость критического тока от температуры и магнитного поля в структурах S-ВПМ-S. Следует отталкиваться от сравнения этих зависимостей с известными в обычных SNS структурах. Остановимся подробнее на этом вопросе.

Зависимости $I_c(T)$ и $I_c(B)$ определяются характеристиками перехода. SNS Джозефсоновские переходы можно классифицировать как диффузионные/баллистические, а также длинные/короткие. Баллистическими называют переходы с длиной нормальной прослойки L меньшей длины свободного пробега l_e в нормальной прослойке. В обратном случае, когда $L > l_e$, переход называют диффузионным. При этом длина перехода не должна превосходить длину сбоя фазы. Естественным энергетическим параметром в SNS является энергия Таулеса E_{th}, характеризующая эффект близости в нормальном металле [62]. $E_{th} = \hbar D/L^2$, где $D = v_F l_e/3$ – постоянная диффузии в нормальном металле. Можно также ввести длину когерентности в нормальном металле $\xi_N = \sqrt{\hbar D/\Delta}$. Тогда условия $E_{th} \ll \Delta$ или, что равносильно, $\xi_N \ll L$ будут означать, что переход является длинным. В обратном случае, $\xi_N \gg L$, переход называют коротким.

В структурах, которые мы исследовали, длина прослойки ВПМ WTe_2 необычайно большая – $L = 5$ μm, что превосходит известную длину свободного пробега в WTe_2 $l_e \approx 1$ μm. Поэтому мы сейчас сосредоточимся в основном на диффузионных SNS, в которых $L > l_e$.

Зависимость $I_c(T)$ в диффузионных SNS исследовалась экспериментально и теоретически в работах [61, 62]. Результат описывается формулой де-Жена:

$$I_c(T) \propto \frac{1}{\xi_N}(\frac{\Delta(T)}{cosh(L/2\xi_N)})^2, \tag{25}$$

согласно которой критический ток экспоненциально падает с температурой в длинных переходах, и гораздо медленнее в коротких. Экспериментальные кривые в сравнении с теорией из статьи [61] продемонстрированы на Рис. 16.

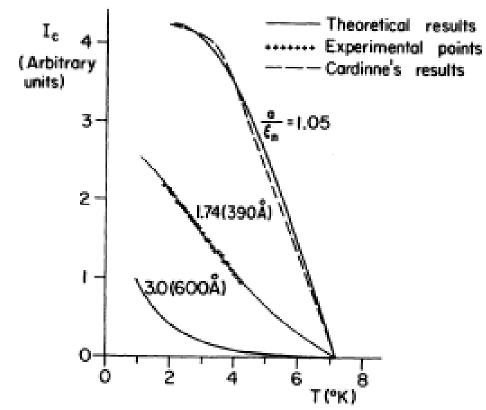


Рис. 16: $I_c(T)$ для диффузионных SNS переходов с различной длиной a. Из [61].

Касательно зависимости $I_c(B)$ в диффузионных SNS можно отметить, что она определяется геометрией образца. Например, в работе [63] показано, как меняется стандартный Фраунгоферовский паттерн $I_c(\Phi) \propto |\frac{sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0}|$ в зависимости от ширины образца. Еще более сильное влияние на вид $I_c(B)$ оказывает интерференция в том случае, когда имеется несколько параллельных каналов, несущих Джозефсоновский ток. Покажем это на примере [64], где были исследованы Джозефсоновские переходы на основе 2D топологического изолятора InAs/GaSb. С помощью затвора у авторов была возможность помещать уровень Ферми над полупроводниковой щелью, тогда весь двумерный электронный газ становился проводящим, или же, напротив, помещать уровень Ферми в щель, тогда оставалась только краевая топологическая проводимость. Таким образом, меняя напряжение на затворе, была возможность переходить между состояниями, когда весь двумерный газ проводит, или когда проводят два параллельно включенных краевых канала. Авторы сравнили зависимости $I_c(B)$ для этих двух состояний. Результат представлен на Рис. 17. Правая часть рисунка отражает характерную для СКВИДа зависимость критического тока от магнитного поля. В отличие от стандартного Фраунгоферовского паттерна (левая панель), $I_c(B)$ СКВИДа не затухает с магнитным полем.

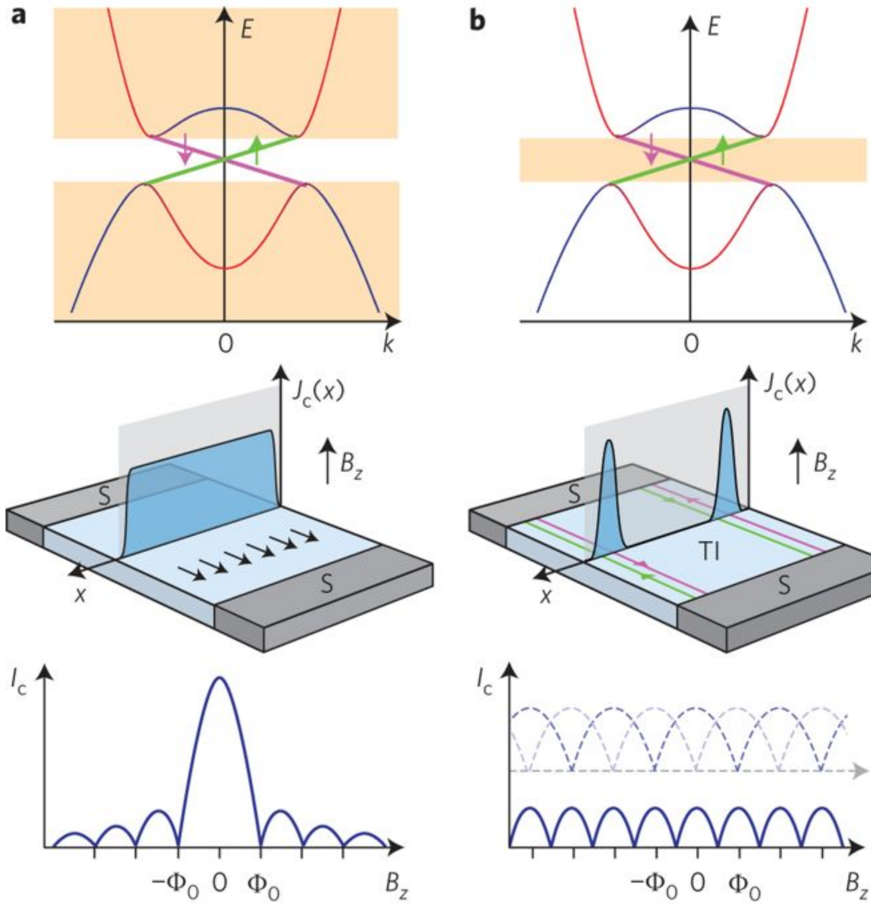


Рис. 17: Различие в $I_c(B)$ для Джозефсоновского перехода на основе двумерного топологического изолятора (a) в состоянии, когда весь 2D газ проводит; (b) в состоянии, когда имеется только краевая проводимость. Из [64].

3 Вклад поверхностного транспорта в одиночный Андреевский контакт

Данный раздел посвящен экспериментальному обнаружению вклада поверхностных состояний ВПМ (Ферми арок) в транспорт заряда через одиночный сверхпроводящий контакт к теллуриду вольфрама. Раздел состоит из нескольких подразделов. В первом и втором описываются технические детали, касающиеся измерительной установки и изготовления образцов. В третьем - экспериментальные результаты. В последнем подразделе содержится дискуссия, которая включает в себя возможное теоретическое обоснование и интерпретацию результатов.

3.1 Техника эксперимента

Стандартным способом экспериментального исследования одиночного SN (Андреевского) контакта является трехточечная измерительная схема, изображенная на Рис. 18. С ее помощью получают одновременно спектр дифференциального сопротивления $\frac{dV}{dI}(V)$ и вольт-амперную характеристику $V(I)$.

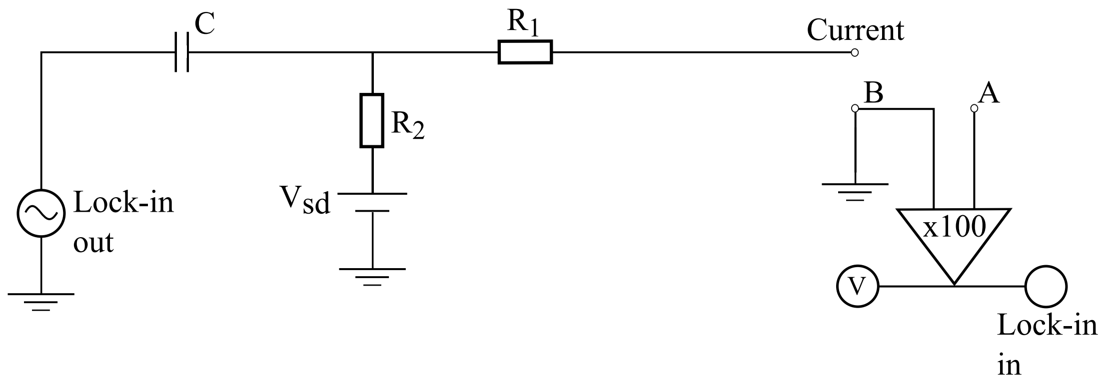


Рис. 18: Схема электрической цепи для измерения $V(I)$ и $\frac{dV}{dI}(V)$ одиночного контакта.

В измерительной схеме использовался постоянный ток с малой переменной модуляцией. Постоянный ток задавался при помощи калибратора напряжения и большого сопротивления $I_{dc} = \frac{V_{sd}}{R}$, где V_{sd} - напряжение на калибраторе. Переменная компонента V_{ac} задается генератором синхронного детектора (локина). Конденсатор на выходе генератора синхронного детектора отделяет его землю от земли постоянного тока. Переменный ток задается через сопротивление R_1. Резистор R_2 необходим, чтобы часть переменного тока текла через образец, тогда постоянный ток задается через сумму этих сопротивлений $R = R_1 + R_2$. В схеме также используется предусилитель с коэффициентом $k = 100$, вход которого расположен близко к вставке, что позволяет исключить шум на длинном проводе, ведущем от выхода предусилителя ко входам синхронного детектора и вольтметра, и уменьшить относительное влияние наводки со входа синхронного детектора. Вольтметр измеряет усиленный постоянный сигнал V, а синхронный детектор нужен для точного измерения дифференциального сопротивления $\frac{dV}{dI}$. Его показания $V_{lock-in}$ пропорциональны $\frac{dV}{dI}$.

В такой схеме нам с высокой точностью известен заданный постоянный ток $I_{dc} = \frac{V_{sd}}{R}$, постоянное напряжение из показаний вольтметра $\frac{V}{k}$, и дифференциальное сопротивление из показаний синхронного детектора $\frac{dV}{dI} = \frac{V_{lock-in}R_1}{kV_{ac}}$.

Параметры схемы подбирались из следующих соображений. Чтобы задать переменный ток, необходимо выбрать сопротивление, сильно превосходящее сопротивление образца и проводов вставки $R_1 \gg R_{sample} + R_{wires}$. В нашем случае $R_{sample} \approx 50\ \Omega$ и

$R_{wires} \approx 500\ \Omega$, поэтому использовалось $R_1 = 100\ k\Omega$. Чтобы переменный ток через образец был не слишком мал, было выбрано $R_2 = 0.1R_1$. Значение емкости конденсатора было выбрано равным 220 nF. Мы убедились, что при изменении постоянного тока процессы релаксации в такой емкости происходили быстрее, чем шаг по времени между точками 1 s, т.е. $R_1C \ll 1$ s. Это означает, что мы можем использовать задающие сопротивление не больше нескольких $M\Omega$. С другой стороны, емкость ограничена снизу условием $\frac{1}{\omega C} \ll R_1$, что означает малость импеданса конденсатора по сравнению с задающим сопротивлением. Для этого подходят (учитывая $R_1 = 100\ k\Omega$) частоты порядка 1 kGz. Мы убедились, что сигнал был слабо чувствителен к изменению частоты в некоторой полосе вокруг подобранного значения.

Маленькими кружочками на схеме обозначены контакты к образцу. В конфигурации, изображенной на Рис. 18, исследуется контакт B. Он заземлен, и в то же время с параллельного провода к этому контакту снимается потенциал V_B. С контакта A снимается потенциал V_A. Предуселитель усиливает разность сигналов $V_A - V_B$, далее полученная усиленная разность сигналов поступает на вход вольтметра и синхронного детектора. Ток задается с третьего контакта к образцу, обозначенного Current на Рис. 18. Таким образом, всего используются 3 контакта к образцу, но к исследуемому контакту подводятся два провода, что позволяет исключить сопротивление провода, ведущего от исследуемого контакта к земле.

Измерения производились на криостате растворения, оснащенным сверхпроводящим соленоидом. Криостат позволяет работать в температурном диапазоне 30 mK - 1.2 K, в том числе со стабилизацией в промежуточных температурах, и в магнитных полях до 14 Тл.

3.2 Образцы

Теллурид вольфрама был синтезирован с помощью реакции W с парами Te в запечатанной кварцевой ампуле. Монокристаллы теллурида вольфрама выращивались методом two-stage iodine transport [34], который ранее успешно применяли для синтеза халькогенидов NbS_2 $CrNb_3S_6$ [34, 35]. Рентгеноструктурный анализ (Oxford diffraction Gemini-A, Mo$K\alpha$) подтвердил Pmn21 орторомбический монокристаллический WTe_2 с параметрами решетки a = 3.48750(10) Å, b = 6.2672(2) Å, and c = 14.0629(6) Å.

Монокристаллы WTe_2 представляют собой тонкие пластинки с размерами примерно 100 μm x 400 μm и толщиной порядка 1 μm. Пластинки вытянуты вдоль кристаллографической оси a. Сделать контакт при помощи литографии на поверхность такого кристалла довольно проблематично. Мы разработали технику изготовления контактов, в которой образец прижимается к подложке, на которой уже нанесен определенный паттерн контактов. Сначала мы делали фотолитографию на поверхности подложки из оксидированного кремния (см. 19 (a)). Далее к ней прижималась монокристаллическая пластинка WTe_2 (см. 19 (b)) при помощи специальной металлической рамки. Эти пластинки упругие и практически не деформировались после слабого прижима. Далее подложка с образцом клеилась на держатель и изготавливались подводящие провода от держателя к металлическим контактам к образцу при помощи ультразвуковой сварки. Упрощенная измерительная цепь и скетч образца с характерными размерами представлены на Рис 19 (c). Оси a и b соответствуют кристаллографическим осям.

Следует заметить, что такая техника позволяет изготавливать нормальные, сверхпроводящие и ферромагнитные контакты к плоскопараллельным образцам. При этом поверхность образца не подвергается дополнительной химической обработке (травлению) или воздействию высокоэнергетического пучка электронов, как при электронно-лучевой литографии. В данной части работы изучается одиночный Nb контакт к по-

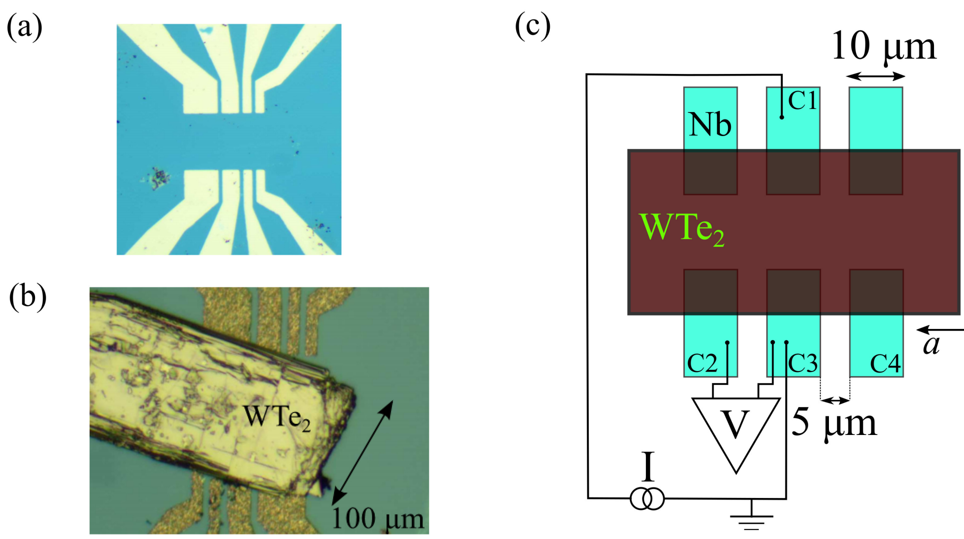


Рис. 19: (a) Оптическое изображение подложки из оксидированного кремния с напыленным паттерном металлических контактов. (b) Изображение подложки с контактами и прижатой сверху монокристаллической пластинкой WTe_2. (c) Рисунок (скетч) образца с упрощенной трехточечной измерительной схемой и характерными размерами. Вид сверху.

верхности WTe_2. Сверхпроводящий Nb напылялся на подложку из оксидированного кремния при помощи магнетронного распыления. Толщина контактов 70 nm.

Признаком высокого качества образцов служит большое ненасыщающееся магнетосопротивление в перпендикулярном поле [36]. Мы провели магнетотранспортные измерения для наших образцов. Результат представлен на Рис. 20 при температуре 1.2 K: перпендикулярное магнетосопротивление растет на тысячи процентов (синяя кривая), в то время как продольное магнетосопротивление (красная кривая) слабо зависит от магнитного поля. Сопротивление измерялось вдоль кристаллографической оси a. Этот результат, наряду с рентгеноструктурным анализом, подтверждает высокое качество материала.

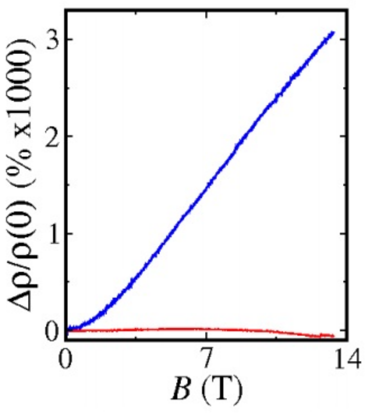


Рис. 20: Большое ненасыщающееся магнетосопротивление для наших образцов WTe_2 при $T = 1.2$ K. Синяя кривая - поле перпендикулярно плоскости. Красная кривая - поле параллельно кристаллографической оси a. Сопротивление измерялось вдоль оси a в обоих измерениях.

3.3 Экспериментальные результаты

Итак, при помощи прижимной техники были сделаны образцы WTe_2 с контактами из сверхпроводящего Nb. Одиночный контакт Nb-WTe_2 исследовался при помощи трехточечной схемы измерений, описанной в разделе 3.1. Эксперимент производился в криостате растворения с минимальной температурой T = 30 mK.

Примеры спектров дифференциального сопротивления $\frac{dV}{dI}(V)$ показаны на Рис. 21 для двух различных контактов с разным нормальным сопротивлением R_N. Измеряемое сопротивление складывается из сопротивления Nb, интерфейсного сопротивления и сопротивления WTe_2: $R = R_{Nb} + R_{interface} + R_{WTe_2}$. При этом Nb сверхпроводящий, так что $R_{Nb} = 0$, а характерное сопротивление WTe_2 не более 1 Ω, т.е. заметно меньше измеряемого сигнала. Кроме того, сигнал не зависит от перестановки токового и потенциального контакта (например, перестановка C1 и C3 на Рис. 19 (c)). Из этого можно сделать вывод, что измеряемая разность потенциалов падает в основном на интерфейсе заземленного контакта, и $R \approx R_{interface}$.

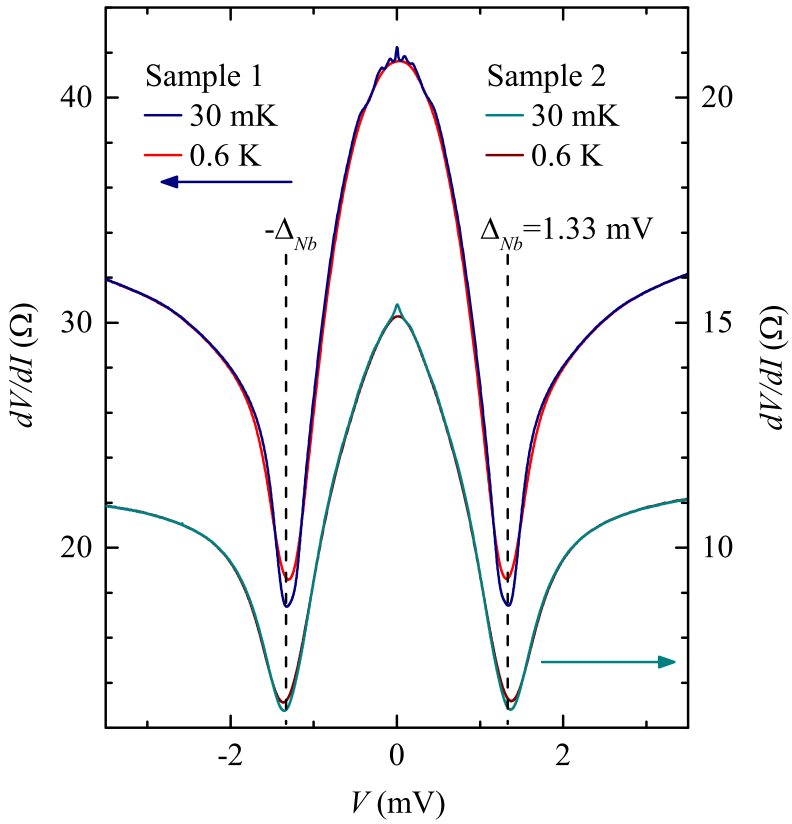


Рис. 21: Примеры кривых $\frac{dV}{dI}(V)$ для Nb-WTe_2 контактов для двух разных температур. Сверхпроводящая щель $\Delta_{Nb} = 1.33$ meV обозначена пунктиром.

Основная зависимость кривых на Рис. 21 соответствует одиночному Андреевскому контакту: обе кривые демонстрируют ясно определяемую сверхпроводящую щель $\Delta_{Nb} = 1.33$ meV, которая хорошо соотносится с ожидаемой критической температурой ниобия $T_c = 9$ K. Совпадение наблюдаемой щели с известным значением подтверждает справедливость пренебрежения всеми вкладами в сопротивление, кроме интерфейсного. Рост дифференциального сопротивления внутри щели соответствует Андреевскому отражению с силой барьера БТК $Z \approx 0.7$ (см. формулу 15), то есть одночастичное рассеяние на интерфейсе Nb-WTe_2 значительное, но конечное.

Особенности, связанные с ВПМ WTe_2 проявляются как острые внутрищелевые резонансы, см. Рис. 21 и 22, которые не наблюдаются для обычных одиночных SN контактов и не описываются БТК. Резонансы полностью подавлены при температурах выше 0.6 K. Удобно анализировать резонансы, вычитая из исходной кривой высокотемпературную кривую, полученную при 0.6 K: $\delta\frac{dV}{dI}(T) = \frac{dV}{dI}(T) - \frac{dV}{dI}(T = 0.6K)$. Результат показан

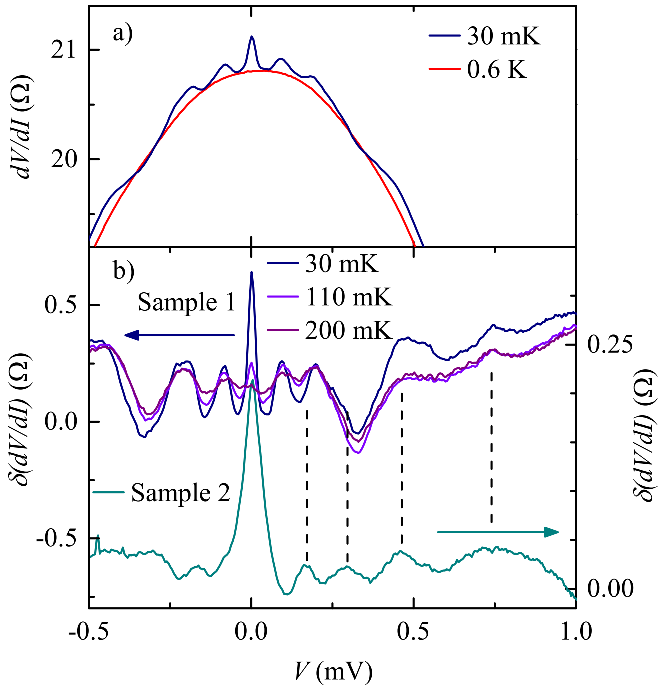


Рис. 22: (a) Центральная часть кривых $\frac{dV}{dI}(V)$ для температур 30 mK и 0.6 K. Наблюдаемые резонансы мы связываем с особенностями транспорта заряда в ВПМ. (b) $\delta\frac{dV}{dI}(T) = \frac{dV}{dI}(T) - \frac{dV}{dI}(T = 0.6K)$ при разных температурах (30 mK, 110 mK, 200 mK). Пунктирными линиями обозначены позиции резонансов. Они непериодические. Позиции не зависят от температуры.

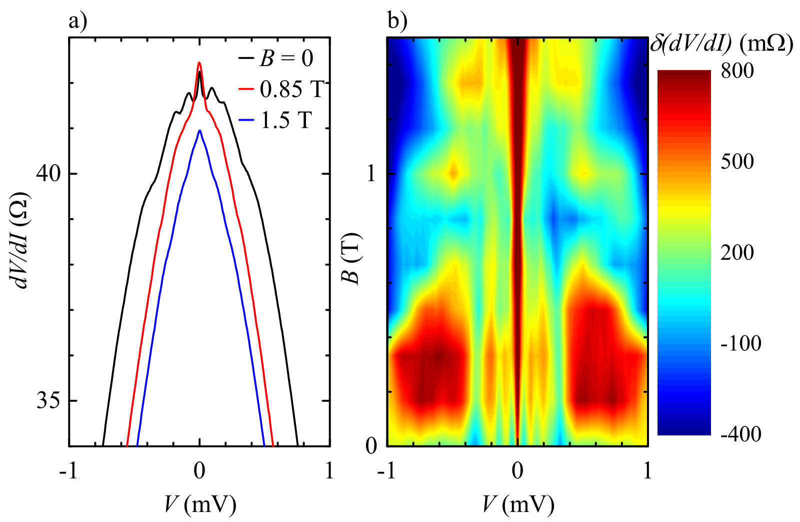


Рис. 23: (a) Примеры кривых $\frac{dV}{dI}(V)$ при температуре 30 mK для различных магнитных полей, направленных вдоль a. Резонансы полностью исчезают при полях свыше 0.85 T, но острый пик в нуле напряжения остается и выживает даже в более высоких полях. (b) Изменение $\delta\frac{dV}{dI}$ в различных магнитных полях показано на цветовом графике. Осцилляции затухают с увеличением поля, но их позиции неизменны. Кривые получены при 30 mK.

на Рис. 22. С ростом температуры резонансы замываются, но их позиции (отмечены пунктиром) не меняются. Наблюденные резонансы непериодические.

Кривые $\frac{dV}{dI}(V)$ для различных магнитных полей, направленных вдоль кристаллографической оси a, показаны на Рис. 23 (a). С увеличением поля резонансы замываются и исчезают свыше 0.85 T, при этом из позиции не меняются. Тем не менее, даже в более высоких магнитных полях кривые сохраняют нетривиальную форму, отличную от стандартной для Андреевского отражения: на кривых виден острый пик $\frac{dV}{dI}$ в нулевом напряжении. Эволюция резонансов с магнитным полем показана на цветовом графике Рис. 23 (b).

3.4 Обсуждение

Известны два механизма, способных объяснить появления резонансов в дифференциальном сопротивлении Андреевских контактов: многократное Андреевское отражение (МАР) и геометрические резонансы. Описание этих механизмов дано выше в разделе 2.3.

МАР способно привести к появлению пиков дифференциального сопротивления внутри щели Nb в случае, когда имеется два близко расположенных SN интерфейса. Но, в нашем случае, МАР не является подходящим механизмом для объяснения возникновения резонансов по двум причинам. 1) Позиции резонансов не удовлетворяют последовательности, известной для МАР $E_n = eV_n = \Delta_{Nb}/n, n = 1, 2, 3....$ 2) Сильное рассеяние $Z = 0.7$ делает МАР маловероятным для контактов, удаленных на большое $l = 5$ μm расстояние. Кроме того, вид кривой не зависит от перестановки токового и потенциального контактов, что не характерно для МАР.

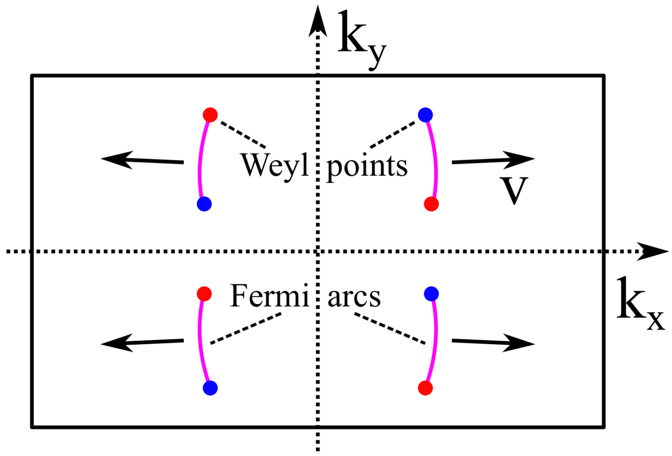


Рис. 24: Схематическое изображение Ферми-арок и проекций Дираковских точек на поверхностную зону Бриллюэна WTe_2 (001) (в обратном пространстве). Оси k_x и k_y соответствуют a и b в прямом пространстве. В WTe_2 Ферми-арки расположены вдоль оси b, групповая скорость носителей направленна вдоль оси a.

Геометрические внутрищелевые резонансы Макмиллана-Ровелла могут возникать в нормальной части SN контакта при ее пространственном ограничении. Это возможно для транспорта, перпендикулярного плоскости контакта, однако резонансы Макмиллана-Ровелла имеют строгий период $\hbar v_F/4d_N$, где d_N - длина нормальной части. В нашем же случае резонансы не обладают периодичностью.

Геометрические резонансы Томаша в ограниченной S части также возможны, но они возникают благодаря интерференции Боголюбовских квазичастиц, поэтому наблюдаются при энергиях больше сверхпроводящей щели. Однако, возможен аналог Томашевских резонансов в нормальной области с наведенной сверхпроводимостью. В этом случае их период задается формулой $eV_n = \sqrt{{\Delta_{ind}}^2 + (hv_F n/2l)^2}$, где Δ_{ind} -индуцированная сверхпроводящая щель в WTe_2, l - характерный размер области с индуцированной сверхпроводимостью. Эта формула хорошо описывает полученные экспериментально позиции резонансов для $\Delta_{ind} = 0.1$ meV, $l = 2$ μm, $v_F = 1.5{\times}10^5$ m/s. Последнее значение взято из данных ARPES для WTe_2.

Известно [53], что резонансы Томаша сильно сглаживаются при увеличении размерности. Они наиболее четко различимы в одномерных системах, а в трехмерных не наблюдаются практически никогда. Иными словами, наблюдение выраженных резонансов Томаша предполагает выделенное направление движения для носителей заряда. Такое возможно для поверхностных состояний ВПМ - Ферми арок (см. разделы 2.2, 2.3). WTe_2 - ВПМ, который имеет Ферми-арки на поверхности (001). Дираковские точки расположены вдоль кристаллографической оси b, следовательно и Ферми-арки, соединяющие их проекции, расположены вдоль b. Групповая скорость поверхностных состояний в ВПМ перпендикулярна Ферми-арке. Таким образом, возникает выделенное направление движения вдоль оси a. Это схематически изображено на Рис. 24.

Заключение. Был экспериментально исследован транспорт заряда через одиночный сверхпроводящий контакт к Вейлевскому полуметаллу Nb-WTe_2. В дополнение к стандартному Андреевскому отражению мы пронаблюдали непериодические внутрищелевые резонансы. Из анализа их позиций, зависимостей от магнитного поля и температуры мы интерпретируем их как резонансы Томаша в топологической поверхности Вейлевского полуметалла с наведенной сверхпроводимостью. Наблюдение четко различимых резонансов предполагает наличие выделенного направления движения заряда, что характерно для поверхностных состояний (Ферми-арок) Вейлевского полуметалла WTe_2.

4 Исследование поверхностных состояний при помощи слабой связи

В этом разделе описано экспериментальное исследование эффекта Джозефсона в гибридных структурах S-WTe_2-S. Раздел состоит из нескольких подразделов. В первом и втором описываются технические детали, касающиеся измерительной установки и изготовления образцов. В третьем - исследование зависимостей критического тока в таких гетероструктурах от внешнего магнитного поля и температуры и исследование отклика слабой связи на высокочастотное электромагнитное поле. В последнем разделе содержится обсуждение полученных результатов.

4.1 Техника эксперимента

Измерительная схема похожа на трехточечную, описанную в предыдущем разделе. Она изображена на Рис. 25. Главное отличие состоит в том, что теперь к двум сверхпроводящим контактам подходит по два провода: по одному проводу на каждой стороне для задачи тока, и по одному, чтобы снять напряжение. Как и ранее, измерялись одновременно дифференциальная $\frac{dV}{dI}(V)$ и вольт-амперная $V(I)$ характеристики.

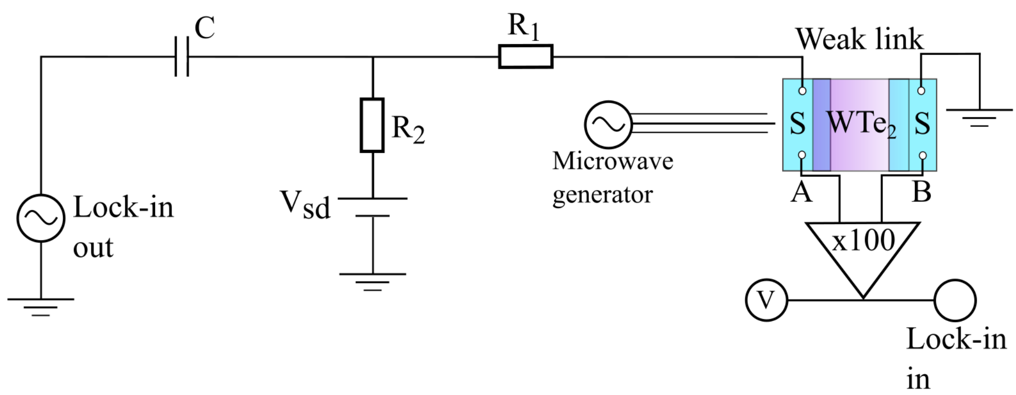


Рис. 25: Схема электрической цепи для измерения $V(I)$ и $\frac{dV}{dI}(V)$ Джозефсоновского перехода In-WTe_2-In.

Параметры схемы подбирались из тех же соображений, что описаны в разделе 3.1. Отличие заключается в том, что в этом случае сопротивление проводов вставки меньше (порядка 30 Ω), а токи требовались больше. Поэтому были использованы задающие сопротивления $R_1 = 10\ k\Omega$ и $R_2 = 1\ k\Omega$. Емкость конденсатора осталась неизменной $C = 220$ nF, и, чтобы удовлетворить соотношению $\frac{1}{\omega C} \ll R_1$, измерения производились на большей частоте порядка 20 kGz.

Измерения производились в обычном криостате He4 с возможностью откачки. Откачка позволяет понизить температуру в криостате до 1.4 K. Отключение откачки приводит к медленному отогреванию криостата от 1.4 K до 4.2 K, что позволяет снимать зависимость от температуры. Криостат оснащен сверхпроводящим соленоидом с критическим полем около 4 T. Вставка оснащена коаксиальным проводом, ведущим близко к образцу, что позволяло воздействовать на образец СВЧ полем.

4.2 Образцы

Техника изготовления образцов совпадает с описанной в разделе 3.2, за тем исключением, что в качестве сверхпроводника использовался In, см. Рис. 26. Этот сверхпроводящий материал является подходящим по двум причинам: 1) контакты из In получаются достаточно прозрачными; 2) In имеет $T_c = 3.5$ K, что позволяет работать в обычном He4 криостате как выше, так и ниже T_c. Проблема заключается в том, что к In невозможно сделать контакт при помощи ультразвуковой сварки, так что подводящие провода приходится дополнительно подпаивать легкоплавким сплавом InSb.

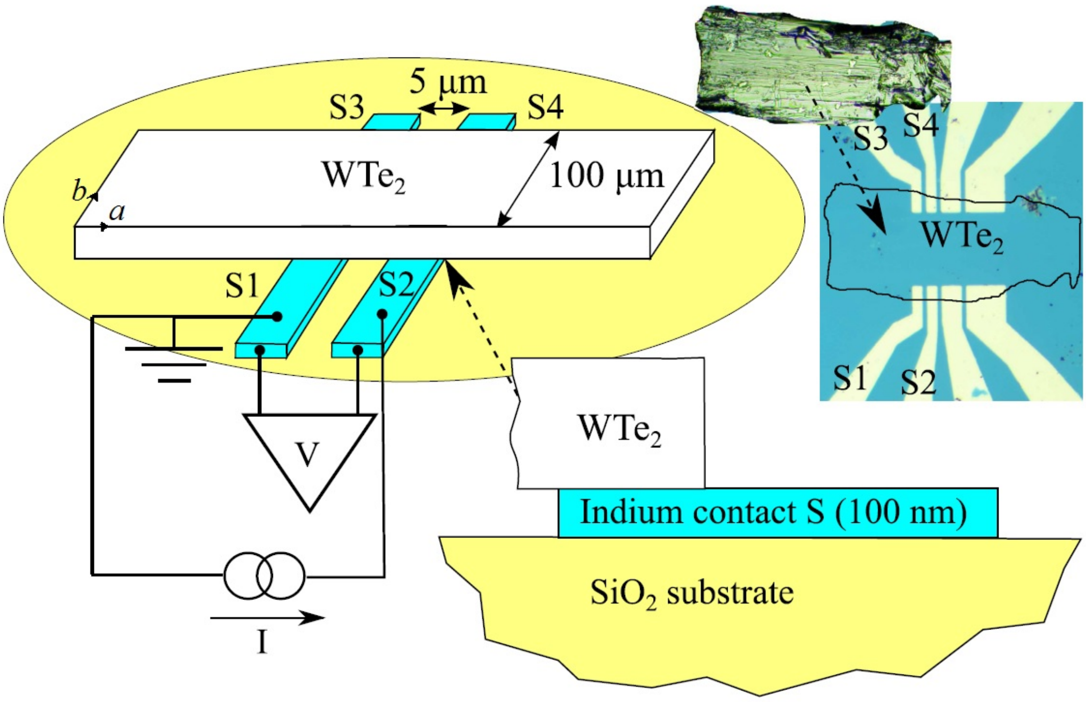


Рис. 26: Скетч образца с индиевыми контактами к нижней поверхности монокристалла WTe_2 (не в масштабе). Правая вставка показывает вид сверху индиевых контактов на подложке и кристалл WTe_2. Сверхпроводящие контакты разделены промежутками 5 μm. Транспорт заряда исследуется при помощи четырехточечной схемы: контакт S1 заземлен; ток подается с S2; напряжение снимается между S1 и S2 с использованием отдельных проводов для измерения потенциала.

4.3 Экспериментальные результаты

Итак, с помощью прижимной техники были изготовлены образцы WTe_2 с In сверхпроводящими контактами. К нашему удивлению, при низкой температуре гетероструктура S-WTe_2-S оказалась сверхпроводящей, несмотря на большое 5 μm расстояние между сверхпроводящими контактами. Иными словами, была реализована планарная слабая связь на основе ВПМ. Мы исследовали зависимость критического тока в таких Джозефсоновских переходах от магнитного поля и температуры, а также отклик на СВЧ поле (ступени Шапиро). Полученные экспериментальные кривые отличаются от теоретически предсказанных для длинных SNS переходов. Такой нетривиальный результат может отражать транспорт по поверхностным состояниям ВПМ.

Мы пускали ток между двумя сверхпроводящими контактами S1 и S2 (берегами перехода) и с них же снимали напряжение, см. Рис. 26. Примеры вольт-амперных характеристик для разных образцов продемонстрированы на Рис. 27. Кривые сняты при температуре 1.4 K $< T_c$ и нулевом магнитном поле. При токах меньше некоторого критического значения I_c кривые обладают нулевым наклоном, что свидетельствует о наличии слабой связи. Так как для кривых характерен гистерезис, в дальнейшем под I_c будет подразумеваться ток, при котором образец переходит из состояния нулевого сопротивления в резистивное. Чтобы убедиться, что сопротивление при $I < I_c$ действительно нулевое и связано со сверхпроводимостью, мы проверили, как меняется дифференциальный сигнал при повышении температуры выше T_c и введении внешнего магнитного поля, см. вставку на Рис. 27.

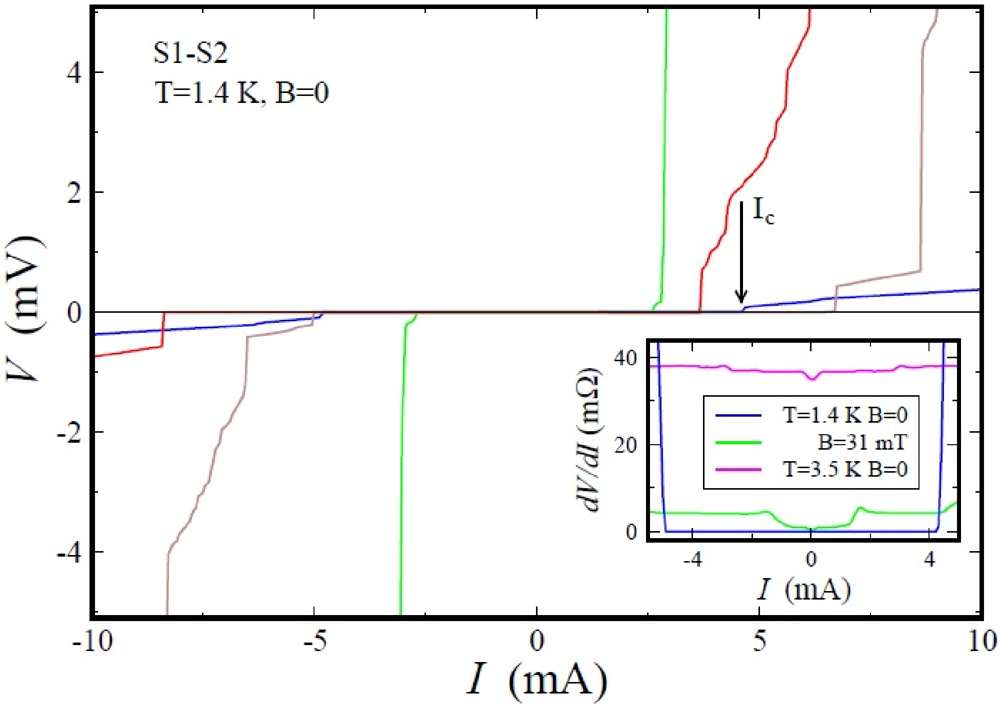


Рис. 27: Примеры ВАХ для различных образцов In-WTe_2-In с расстоянием между сверхпроводящими контактами 5 μm. Кривые демонстрируют характерное для слабой связи поведение при $T = 1.4$ K $< T_c$ и нулевом магнитном поле: сопротивление отсутствует в малых токах. Критический ток I_c различен для разных образцов и находится в пределах 2-8 mA. В зависимости от направления развертки тока наблюдается гистерезис. Вставка: $\frac{dV}{dI}(I)$ для In-WTe_2-In перехода при минимальной $T = 1.4$ K (голубая кривая) и при $T = 3.5$ K $> T_c$ (красная кривая) в нулевом магнитном поле; и в перпендикулярном поле B $=$ 31 mT при минимальной температуре $T = 1.4$ K (зеленая кривая).

На Рис. 28 приведены в сравнении ВАХи для одного образца в двух различных конфигурациях. Красная кривая соответствует конфигурации S1-S3 (см. Рис. 26): когда расстояние между сверхпроводящими контактами ≈ 80 μm, сопротивление конечно. Синяя кривая соответствует S1-S2 5 μm Джозефсоновскому переходу с $I_c = 4$ mA. Верхняя вставка демонстрирует сравнение дифференциальных сигналов для минимальной $T = 1.4$ K и для $T = 4.2$ K $> T_c$. Нижняя вставка показывает сравнение дифференциальных сигналов для нулевого внешнего магнитного поля и для перпендикулярного поля B $=$ 31 mT.

Важную информацию можно получить из зависимостей критического тока от магнитного поля и температуры. Чтобы получить эти зависимости, мы снимали дифференциальные кривые $\frac{dV}{dI}(I)$ (например, как на нижней вставке Рис. 28). Переменная

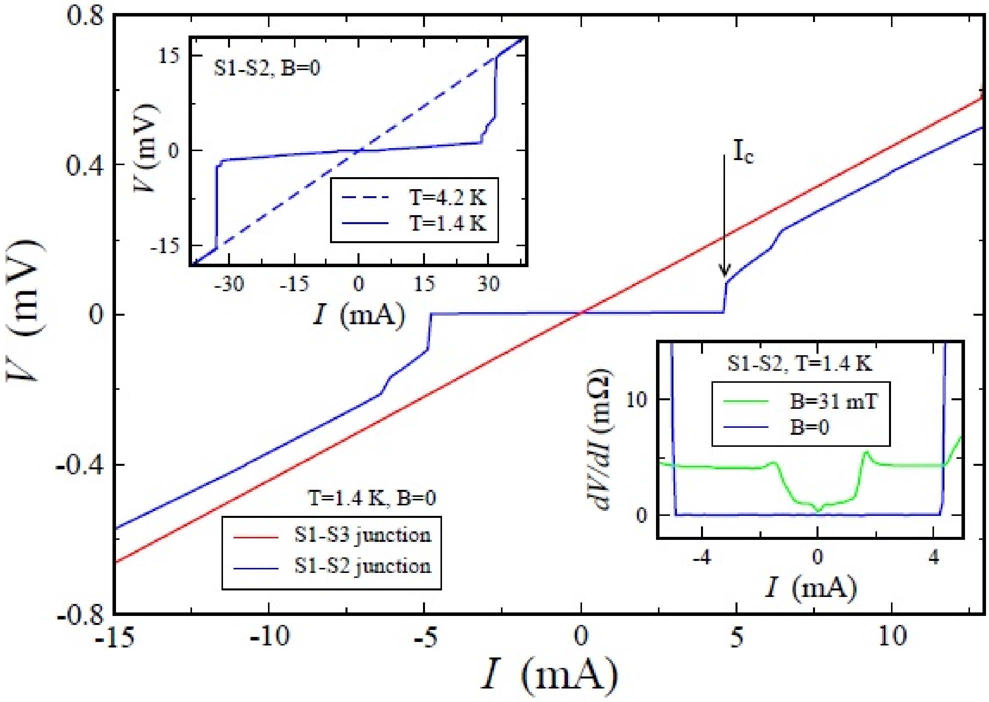


Рис. 28: Сравнение ВАХов для одного образца и различных конфигураций S1-S3 (красная кривая) и S1-S2 (синяя кривая). Красная кривая показывает ненулевое сопротивление на длинном ≈ 80 μm промежутке, в то время как синяя характеризует 5 μm Джозефсоновский переход. Верхняя вставка демонстрирует сравнение дифференциальных сигналов для минимальной $T = 1.4$ K и для $T = 4.2$ K $> T_c$. Нижняя вставка показывает сравнение дифференциальных сигналов для нулевого внешнего магнитного поля и для перпендикулярного поля B $= 31$ mT.

компонента тока при этом не превышала 100 nA. Резкий скачок дифференциального сопротивления при переходе из сверхпроводящего состояния в резистивное характеризует критический ток I_c. Чтобы получить более точное значение, мы усредняли значения I_c по 10 кривым при фиксированных температуре и магнитном поле.

Результат для температурной зависимости $I_c(T)$ в нулевом магнитном поле представлен для Джозефсоновского перехода с $I_c = 4$ mA на Рис. 29(a). $I_c(T)$ спадает монотонно и зануляется при $T > 3.5$ K, что хорошо согласуется с критической температурой индия. $I_c(T)$ спадает медленнее, чем линейная функция.

Зависимость $I_c(B)$ определяется ориентацией магнитного поля относительно плоскости перехода In-WTe$_2$-In. Зависимости для двух разных ориентаций показаны на Рис. 29(b). Синяя кривая соответствует магнитному полю, перпендикулярному плоскости Джозефсоновского перехода. В этом случае $I_c(B)$ спадает быстро. Красная кривая соответствует магнитному полю, направленному параллельно кристаллографической оси b (см. Рис. 26). В обоих ориентациях наблюдались осцилляции $I_c(B)$, но их период зависит от направления магнитного поля: в перпендикулярном поле период $\Delta B = 0.1$ mT, в параллельном поле $\Delta B = 2$ mT. Кривые получены при минимальной $T = 1.4$ K.

Некоторые Джозефсоновские переходы In-WTe$_2$-In демонстрировали зависимость $I_c(B)$, на которой отсутствовали осцилляции. Пример таких зависимостей показан на Рис. 30. При этом общий ход кривых совпадает с теми, что изображены на Рис. 29(b): в перпендикулярном магнитном поле спадание $I_c(B)$ более резкое, чем в параллельном. Температурные зависимости, изображенные на вставке Рис. 30, также монотонны,

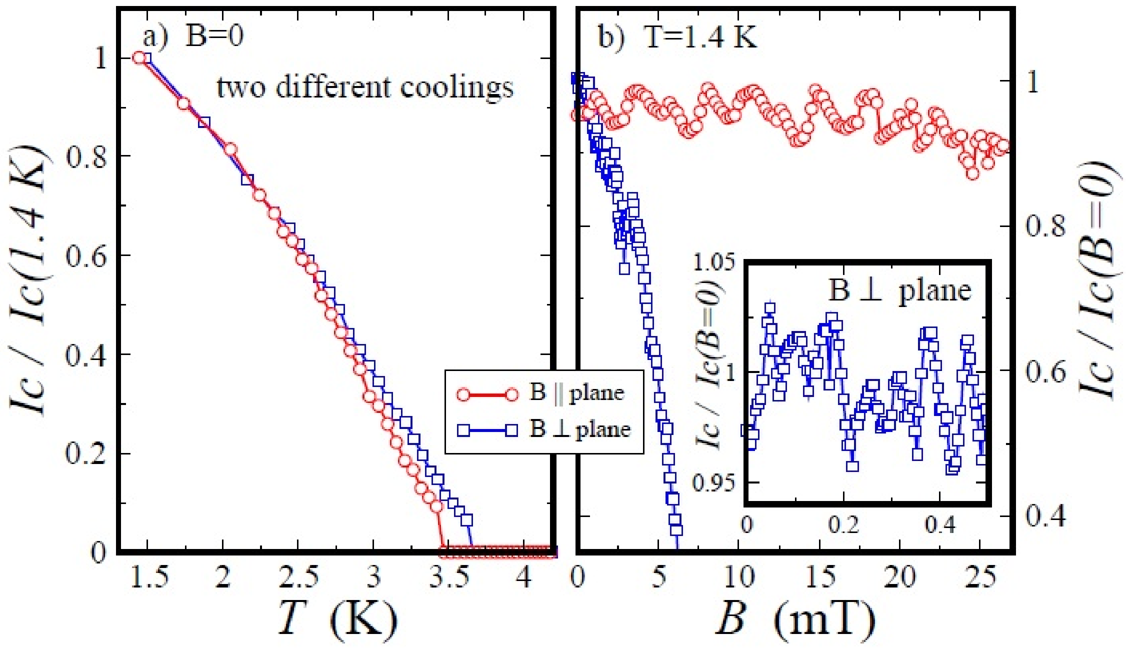


Рис. 29: Подавление критического тока перехода из сверхпроводящего в резистивное состояние температурой (a) и магнитным полем (b). (a) $I_c(T)$ спадает монотонно вплоть до нуля при $T > 3.5$ K, что хорошо согласуется и критической температурой индия. Две кривые (синяя и красная) соответствуют различным переохлаждениям образца от комнатной температуры до гелиевой. Образцы не чувствительны к термоциклированию. (b) Вид зависимости $I_c(B)$ определяется направлением внешнего магнитного поля. Синяя кривая соответствует магнитному полю, перпендикулярному плоскости перехода In-WTe$_2$-In (B $\parallel$ c-оси кристалла). При перпендикулярной ориентации поля $I_c(B)$ спадает быстро. Красная кривая спадает медленно и соответствует магнитному полю направленному вдоль плоскости перехода параллельно кристаллографической оси b (см. Рис. 26). Для обоих ориентаций магнитного поля на кривых присутствуют осцилляции $I_c(B)$. Их период для параллельного поля больше, чем для перпендикулярного (2 mT и 0.1 mT соответственно).

выпуклы вверх и зануляются при $T > 3.5$ K.

Мы исследовали нестационарный эффект Джозефсона в In-WTe$_2$-In структурах. Под воздействием внешнего СВЧ поля, которое подавалось на образец при помощи близко расположенного коаксиального кабеля, на вольт-амперных характеристиках Джозефсоновских переходов возникали эквидистантные плато – ступени Шапиро. Для фиксированной частоты, см. Рис. 31(a), постепенно повышение мощности СВЧ излучения приводит к уменьшению критического тока, и, начиная с некоторой мощности, на ВАХ появляются плато при напряжении $V = Nhf/2e$, как и должно быть в нестационарном эффекте Джозефсона (см. раздел 2.4). Кроме того, при повышении мощности мы наблюдали полуцелые 1/2, 3/2 и другие дробные 1/3, 2/3 ступени, что свидетельствует о сложном ток-фазном соотношении в 5 μm In-WTe$_2$-In переходе. Эволюция ступеней Шапиро при изменении частоты и фиксированной мощности 13 dBm. Ступень $N = 1$ исчезает последней при уменьшении частоты.

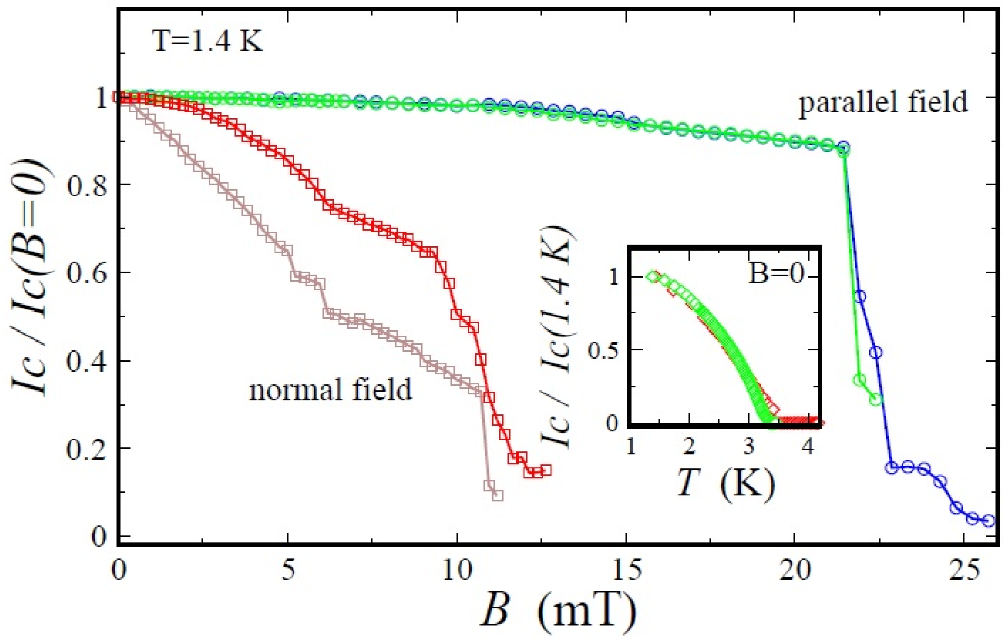


Рис. 30: Зависимости I_c от магнитного поля Джозефсоновского перехода, не демонстрирующего осцилляции $I_c(B)$. Изображено по две кривых в различных ориентациях поля и разных переохлаждениях. Общий ход кривых совпадает с Рис. 29(b): в перпендикулярном магнитном поле спадание $I_c(B)$ более резкое, чем в параллельном. Кривые получены при минимальной $T = 1.4$ К. Вставка: температурная зависимость критического тока $I_c(T)$ для этого Джозефсоновского перехода. Она совпадает с Рис. 29(a).

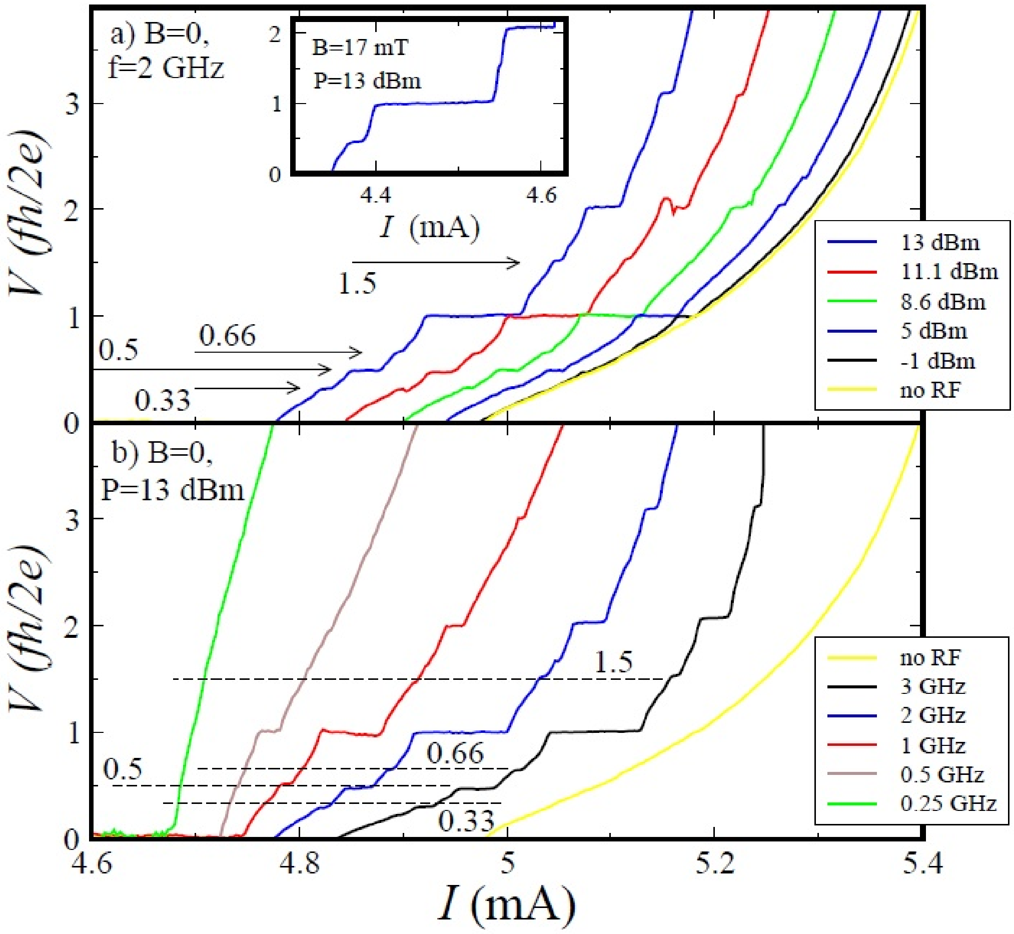


Рис. 31: Нестационарный эффект Джозефсона в In-WTe_2-In переходах при минимальной температуре $T = 1.4$ К. Ступени Шапиро появляются при $V = Nhf/2e$. Кроме обычных целых $N = 1, 2, 3, ...$ ступеней, характерных для синусоидального ток-фазного соотношения, появляются дробные $N = 1/2, 1/3, 3/2, 2/3$ ступени. (a) На фиксированной частоте $f = 2$ GHz, повышение мощности СВЧ излучения приводит к постепенному понижению критического тока, кроме того, начиная с некоторой мощности появляются целые и дробные ступени Шапиро. Первой появляются первая ступень, далее $1/2$, 2 и 3. Дробные $1/3$, $3/2$, $2/3$ появляются только вблизи максимальной мощности, и они же легче всего подавляются магнитным полем 17 mT, что продемонстрировано на вставке. (b) Эволюция ступеней Шапиро при изменении частоты и фиксированной мощности 13 dBm. Ступень $N = 1$ исчезает последней при уменьшении частоты. Кривые сдвинуты для ясности.

4.4 Обсуждение

Начнем с характеризации исследованных In-WTe_2-In Джозефсоновских переходов. WTe_2 обладает высокой объемной проводимостью, поэтому разумно сравнивать In-WTe_2-In структуры с обыкновенными SNS. В таком контексте переходы In-WTe_2-In с $L = 5$ μm являются диффузионными, так как длина свободного пробега в WTe_2 $l_e \approx 1$ μm $< L$. Длина когерентности в диффузионном нормальном металле вычисляется по формуле $\xi_N = \sqrt{l_e \hbar v_F / \pi \Delta_{In}}$ [62]. Подставляя $v_F = 1.5 \times 10^7$ cm/s [17] и Δ_{In}, получаем $\xi_N \approx 200$ nm $\ll L$, то есть переход In-WTe_2-In является длинным диффузионным.

Мы наблюдали поведение, совершенно не характерное для длинного диффузионного SNS перехода. Во-первых, критический ток $I_c \propto exp(-L\sqrt{6\pi k_B T / \hbar v_F l_e})$ [62], то есть ожидается быть экспоненциально малым в 5 μm переходе. Это не согласуется с наблюденным значениями критического тока порядка нескольких mA. Во-вторых, наблюденная зависимость критического тока от температуры $I_c(T)$ не затухает экспоненциально, как предсказывает теория для $L \ll \xi_N$ (см. раздел 2.4). Более того, даже при высоких температурах $T \sim T_c$ критический ток спадает медленнее, чем линейная функция, см. Рис. 29(a) и вставку на Рис. 30. Такое аномальное поведение может быть связано с баллистическим транспортом в топологически защищенном ПС (Ферми арках).

Важную информацию можно извлечь из зависимостей критического тока от внешнего магнитного поля, см. Рис. 29(b). Вид зависимости $I_c(B)$ определяется ориентацией образца по отношению к магнитному полю. Если магнитное поле перпендикулярно плоскости, то наблюдается сильное подавление критического тока полем, что является следствием дефазировки [65]. В поле, параллельном плоскости образца, наблюдается очень медленное затухание критического тока. Для обоих ориентаций мы наблюдаем осцилляции с периодом 2 mT и 0.1 mT для параллельного и перпендикулярного поля.

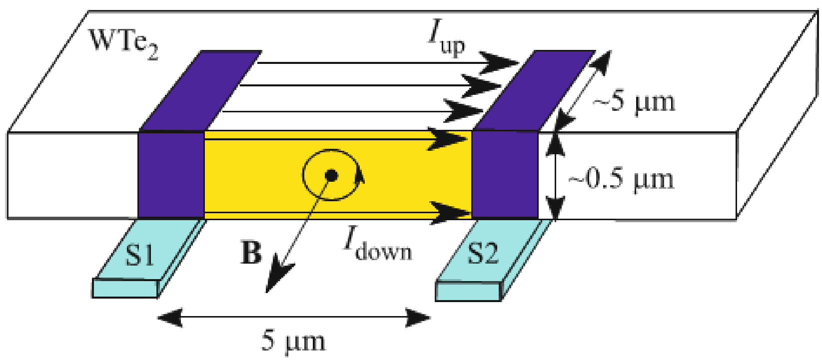


Рис. 32: Схематическое изображение реализации геометрии СКВИДа в переходе In-WTe_2-In. Наведенная сверхпроводимость возникает вблизи In контактов (обозначено синим). Ток в такой геометрии может переноситься двумя отдельными поверхностными каналами. В этом случае возникает СКВИД с эффективной площадью, обозначенной желтым. Поле, параллельное плоскости образца, перпендикулярно к желтой плоскости.

Мы связываем осцилляции $I_c(B)$ в параллельном поле с наличием интерференции между ПС ВПМ, несущими Джозефсоновский ток, см. Рис. 32. Так как толщина образца 0.5 $\mu m \gtrapprox \xi_N$, то сверхпроводящие корреляции должны быть гораздо слабее на верхней поверхности, то есть она несет меньший ток. Это согласуется с видом кривой $I_c(B)$ в параллельном поле: амплитуда осцилляций мала и составляет 5% от максимального I_c, и критический ток не зануляется, когда поток через СКВИД равен Φ_0. Такое поведение можно ожидать от сильно асимметричного СКВИДа. Кроме того, период осцилляций $\Delta B = 2$ mT соответствует нашим оценкам площади СКВИДа (желтая область на Рис. 32): $S_{\|}\Delta B = \Phi_0 = h/2e$. Равенство хорошо выполняется для длины In контактов 5 μm и толщины образца 0.3 μm, при которых площадь желтой области $S_{\|} = 10^{-8}$ cm^2. Такая интерпретация не является единственной: также возможно рассматривать СКВИД, реализованный между поверхностным состоянием WTe_2 и его объемом, подобно тому, что было продемонстрировано для Джозефсоновских переходов на основе Дираковского полуметалла [28].

Если магнитное поле перпендикулярно плоскости, то оно не дает вклада в разность фаз на верхней и нижней поверхностях образца. В этом случае осцилляции с малым периодом $\Delta B = 0.1$ mT могут быть следом от Фраунгоферовского паттерна. Это утверждение хорошо согласуется с известной геометрией образца $S_{\perp} = 5$ μm$\times$5 μm, при которой $S_{\perp}\Delta B \sim \Phi_0$.

Следует заметить, что подобная зависимость $I_c(B)$ в разных ориентациях магнитного поля свидетельствует о том, что мы можем отмести сомнения, касающиеся недоброкачественной фабрикации образцов, т.е. случайного паразитного закорачивания In контактов в процессе прижима кристалла. В планарной геометрии закорачивание In контактов не могло бы привести к осциллирующему поведению $I_c(B)$ в параллельном магнитном поле. Кроме того, расстояние между In контактами сильно превосходит толщину пленки 100 nm, поэтому их случайное закорачивание в процессе прижима маловероятно.

Перейдем к анализу нестационарного эффекта Джозефсона в In-WTe_2-In. Основное нетривиальное наблюдение - целые (1, 2, 3) и дробные (1/2, 1/3, 2/3) ступеней Шапиро на ВАХ Джозефсоновских переходов под воздействием СВЧ излучения (Рис. 31). Причиной появления дробных ступеней Шапиро может быть наличие сложного ток-фазного соотношения в слабой связи, что было бы не удивительно для длинного перехода с большой площадью сверхпроводящих берегов [59]. Однако возможен и другое объяснение: нестационарный эффект Джозефсона в СКВИДах тоже демонстрирует дробные ступени Шапиро, как было показано в разделе 2.4 (в этом смысле наблюдение дробных ступеней является необходимым, но не достаточным аргументом для подтверждения наличия интерференции сверхпроводящих токов в In-WTe_2-In). При этом симметричный СКВИД демонстрирует появление лишь полуцелых ступеней Шапиро. В нашем случае реализуется сильно асимметричный СКВИД, и это может быть причиной для появления других дробных ступеней [60]. В нашем эксперименте первая ступень Шапиро оказалась наиболее стойкой по отношению к уменьшению мощности и введению внешнего магнитного поля. Возможно, этот результат является специфической чертой ВПМ в сравнении с Дираковскими полуметаллами и топологическими изоляторами, так как в Джозефсоновских переходах на их основе наблюдался обратный результат - исчезновение первой ступени Шапиро (см. раздел 2.4).

Заключение. Были экспериментально исследован электронный транспорт в необычайно длинных $L = 5$ μm диффузионных Джозефсоновских переходах на основе Вейлевского полуметалла In-WTe_2-In. Были измерены зависимости критического тока от магнитного поля и температуры, а также исследованы ступени Шапиро, полученные в нестационарном эффекте Джозефсона под воздействием внешнего СВЧ поля. Кривые $I_c(T)$ совпадают для различных образцов. Все они демонстрируют аномально слабое падение критического тока с температурой, в то время как теория предсказывает экспоненциальный спад. В зависимости от магнитного поля были обнаружены осцилляции в параллельном поле, которые мы интерпретируем как интерференцию в различных каналах, несущих сверхпроводящий ток. Такими каналами могут быть поверхностные состояния Вейлевского полуметалла (Ферми арки), расположенные на разных поверхностях, либо его поверхностное и объемное проводящие состояния. Таким образом, в образцах In-WTe_2-In реализуется асимметричный СКВИД. Такая интерпретация подкреплена наблюдением дробных ступеней Шапиро в нестационарном эффекте Джозефсона. В отличие от похожих экспериментов на Дираковских полуметаллах и топологических изоляторах, мы не наблюдали исчезновения первой ступени Шапиро.

Благодарности

Автор признателен своим коллегам из Института Физики Твердого Тела РАН: А. Кононову за сотрудничество в проведении измерений, Н.Н. Колесникову и А.В. Тимониной за предоставление высококачественных монокристаллов WTe_2, С.С. Хасанову за рентгеноструктурный анализ образцов, Ю.С. Барашу и В.Т. Долгополову за полезные замечания при обсуждении результатов, А. Капустину за рецензирование текста данной работы, а также выражает благодарность всем сотрудникам ЛКТ ИФТТ РАН, в особенности своему научному руководителю – Э.В. Девятову.

Литература

[1] M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. 82, 3045 (2010).

[2] X.-L. Qi and S.-C. Zhang, Rev. Mod. Phys. 83, 1057 (2011).

[3] A. Bansil, H. Lin, and T. Das, Rev. Mod. Phys. 88, 021004 (2016).

[4] C.-K. Chiu, J. C. Teo, A. P. Schnyder, and S. Ryu, Rev. Mod. Phys. 88, 035005 (2016).

[5] As a recent review see N. P. Armitage, E. J. Mele, and Ashvin Vishwanath, Reviews of Modern Physics (2017), arXiv:1705.01111

[6] J. Xiong, S. K. Kushwaha, T. Liang, J. W. Krizan, M. Hirschberger, W. Wang, R. J. Cava, N. P. Ong, Science 350, 413 (2015).

[7] X. Huang, L. Zhao, Y. Long, P. Wang, D. Chen, Z. Yang, H. Liang, M. Xue, H. Weng, Z. Fang, X. Dai, and G. Chen, Phys. Rev. X 5, 031023 (2015).

[8] C.-Z. Li, L.-X. Wang, H. Liu, J. Wang, Z.-M. Liao, and D.-P. Yu, Nat. Commun. 6, 10137 (2015).

[9] H. Li, H. He, H.-Z. Lu, H. Zhang, H. Liu, R. Ma, Z. Fan, S.-Q. Shen, and J. Wang, Nat. Commun.7, 10301 (2015).

[10] Q. Li, Dmitri E. Kharzeev, C. Zhang, Y. Huang, I. Pletikosic, A. V. Fedorov, R. D. Zhong, J. A. Schneeloch, G. D. Gu, and T. Valla, Nat. Phys. 12, 550-554 (2016).

[11] C.-L. Zhang, S.-Y. Xu, I. Belopolski, Z. Yuan, Z. Lin, B. Tong, G. Bian, N. Alidoust, C.-C. Lee, S.-M. Huang, T.-R. Chang, G. Chang, C.-H. Hsu, H.-T. Jeng, M. Neupane, D. S. Sanchez, H. Zheng, J. Wang, H. Lin, C. Zhang, H.-Z. Lu, S.-Q. Shen, T. Neupert, M. Z. Hasan, and S. Jia, Nat. Commun. 7, 10735 (2016).

[12] G. L. Zheng, J. W. Lu, X. D. Zhu, W. Ning, Y. Y. Han, H. W. Zhang, J. L. Zhang, C. Y. Xi, J. Y. Yang, H. F. Du, K. Yang, Y. H. Zhang, and M. L. Tian, Phys. Rev. B 93 115414 (2016).

[13] A. A. Burkov, L. Balents, Phys. Rev. Lett. 107, 127205 (2011).

[14] A. A. Burkov, M. D. Hook, and L. Balents, Phys. Rev. B 84, 235126 (2011).

[15] G. Xu, H. Weng, Z. Wang, X. Dai, and Z. Fang, Phys. Rev. Lett. 107, 186806 (2011).

[16] K.-Y. Yang, Y.-M. Lu, and Y. Ran, Phys. Rev. B 84, 075129 (2011).

[17] F.Y. Bruno, A. Tamai Q.S. Wu, I. Cucchi, C. Barreteau, A. de la Torre, S. McKeown Walker, S. Ricc'o, Z. Wang, T.K. Kim, M. Hoesch, M. Shi, N.C. Plumb, E. Giannini, A.A. Soluyanov, and F. Baumberger, Phys. Rev. B 94, 121112(R) (2016).

[18] Wang, Y. et al., Nat. Commun. 7, 13142 (2016). doi: 10.1038/ncomms13142

[19] A. F. Andreev, Soviet Physics JETP 19, 1228 (1964).

[20] D.R. Heslinga, S.E. Shafranjuk, H. van Kempen, and T.M. Klapwijk, Phys. Rev. B 49, 10484 (1994).

[21] J. Wiedenmann, E. Liebhaber, J.s Kubert, E. Bocquillon, Ch. Ames, H. Buhmann, T.M. Klapwijk, L.W. Molenkamp, arXiv:1706.01638.

[22] A. Kononov, S. V. Egorov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and E. V. Deviatov, Phys. Rev. B 93, 041303(R) (2016)

[23] A. Kononov, V.A. Kostarev, B.R. Semyagin, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato, E.A. Emelyanov, and E.V. Deviatov, Physical Review B 96, 245304 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevB.96.245304

[24] V. E. Calado, S. Goswami, G. Nanda, M. Diez, A. R. Akhmerov, K. Watanabe, T. Taniguchi, T. M. Klapwijk & L. M. K. Vandersypen, Nature Nanotechnology 10, 761764 (2015). doi:10.1038/nnano.2015.156

[25] I.V. Borzenets, F. Amet, C.T. Ke, A.W. Draelos, M.T. Wei, A. Seredinski, K. Watanabe, T. Taniguchi, Y. Bomze, M. Yamamoto, S. Tarucha, and G. Finkelstein, Phys. Rev. Lett. 117, 237002 (2016),

[26] C. W. J. Beenakker. Specular Andreev Reflection in Graphene. Phys. Rev. Lett. 97, 067007 (2006).

[27] Wei Chen, Liang Jiang, R. Shen, L. Sheng, B. G. Wang, D. Y. Xing, EPL 103(2), 2013.

[28] W. Yu, W. Pan, D.L. Medlin, M. A. Rodriguez, S.R. Lee, Z. Bao, F. Zhang, Phys. Rev. Lett. 120, 177704 (2018). doi:10.1103/PhysRevLett.120.177704

[29] Cai-Zhen Li, Chuan Li, Li-Xian Wang, Shuo Wang, Zhi-Min Liao, Alexander Brinkman, Da-Peng Yu, Physical Review B 97, 115446 (2018) DOI: 10.1103/PhysRevB.97.115446

[30] J. Wiedenmann, E. Bocquillon, R. S. Deacon, S. Hartinger, O. Herrmann, T. M. Klapwijk, L. Maier, C. Ames, C. Brüne, C. Gould, A. Oiwa, K. Ishibashi, S. Tarucha, H. Buhmann and L. W. Molenkamp, Nature Communications volume 7, Article number: 10303 (2016)

[31] B.Q. Lv, S. Muff, T. Qian, Z.D. Song, S.M. Nie, N. Xu, P. Richard, C.E. Matt, N.C. Plumb, L.X. Zhao, G.F. Chen, Z. Fang, X. Dai, J.H. Dil, J. Mesot, M. Shi, H.M. Weng and H. Ding Phys. Rev. Lett. 115, 217601 (2015), published 16 November 2015, DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.217601

[32] Xu S.-Y., Belopolski I., Alidoust N. et al. Science. 2015. Vol. 349, no. 6248. P. 613.

[33] A. A. Burkov, J. Phys. Cond. Mat. 27, 113201(2015)

[34] E. B. Borisenko, V. A. Berezin, N. N. Kolesnikov, V. K. Gartman, D. V. Matveev, O. F. Shakhlevich, Physics of the Solid State, 59, 1310, (2017).

[35] A. Sidorov, A.E. Petrova, A.N. Pinyagin, N.N. Kolesnikov,S.S. Khasanov, S.M. Stishov, JETP, 122, 1047, (2016).

[36] Mazhar N. Ali, Jun Xiong, Steven Flynn, Jing Tao, Quinn D. Gibson, Leslie M. Schoop, Tian Liang, Neel Haldolaarachchige, Max Hirschberger, N. P. Ong and R. J. Cava Nature 514, 205 (2014). doi:10.1038/nature13763

[37] Ryo Okugawa and Shuichi Murakami Phys. Rev. B 89, 235315 (2014)

[38] Anna Corinna Niemann et al. Chiral magnetoresistance in the Weyl semimetal NbP. Scientific Reports 7, Article number: 43394 (2017)

[39] Li, H. et al. Negative Magnetoresistance in Dirac Semimetal Cd3As2. Nat. Commun. 7, 10301 (2015)

[40] Li, C. et al. Giant negative magnetoresistance induced by the chiral anomaly in individual Cd3As2 nanowires. Nat. Commun. 6, 10137 (2015)

[41] Xiong, J. et al. Evidence for the chiral anomaly in the Dirac semimetal Na3Bi. Science 350, 6259 (2015)

[42] Huang, X. et al. Observation of the chiral-anomaly-induced negative magnetoresistance in 3D Weyl semimetal TaAs. Phys. Rev. X 5, 031023 (2015)

[43] Yang, X. et al. Chiral anomaly induced negative magnetoresistance in topological Weyl semimetal NbAs. arXiv: 1506.03190 (2015)

[44] Wang, Z. et al. Helicity-protected ultrahigh mobility Weyl fermions in NbP. Phys Rev. B 93, 121112(R) (2016)

[45] Wang, Y. et al. Gate-Tunable Negative Longitudinal Magnetoresistance in the Predicted Type-II Weyl Semimetal WTe2. Nat. Commun. 7, 13142 (2016)

[46] X.C. Pan, X. Chen, H. Liu, Y. Feng, Z. Wei, Y. Zhou, Z. Chi, L. Pi, F. Yen, F. Song, X. Wan, Z. Yang, B. Wang, G. Wang and Y. Zhang, Nat Communications 6 (2015) p. 7805.

[47] arXiv:1707.04132

[48] V. Lukic, Conductance of superconductor-normal metal junction beyond quasiclassical approximation (1997).

[49] M. Tinkham, Introduction to Superconductivity (2d ed., McGrawHill, New York, 1996)

[50] Fabrizio Dolcini, Lecture Notes for XXIII Physics GradDays, 5-9 (2009).

[51] W. J. Tomasch, Phys. Rev. Lett. 16, 16 (1966).

[52] J. M. Rowell, W. L. McMillan, Phys. Rev. Lett. 16, 453 (1966).

[53] S. Chaudhuri, P. F. Bagwell. Phys. Rev. B 51, 16936 (1995).

[54] C. Visani et al., Nature Physics 8, 539-543 (2012).

[55] P. Adroguer, C. Grenier, D. Carpentier, J. Cayssol, P. Degiovanni, and E. Orignac, Phys. Rev. B 82, 081303(R), (2010).

[56] 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 25, 4515 (1982).

[57] M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder, and T. M. Klapwijk, Subharmonic energygap structure in superconducting constrictions, Physical Review B 27, 6739 (1983).

[58] Island, J. (2016). Quantum transport in superconducting hybrids: Molecular devices and layered materials.

[59] Kevin Le Calvez. Signatures of a 4pi periodic Andreev bound state in topological Josephson junctions. Mesoscopic Systems and Quantum Hall Effect [cond-mat.mes-hall]. Universite Grenoble Alpes, 2017. English. <tel-01575507v2>

[60] Valizadeh A., et al. Journal of Nonlinear Mathematical Physics Volume 15, Supplement 3 (2008), 407–416.

[61] J. Seto and T. Van Duzer, Low Temp. Phys. LT-13 3, 328 (1974).

[62] P. Dubos et al. Physical Review B 63(6) (2001). DOI: 10.1103/PhysRevB.63.064502

[63] Bergeret, F.S. & Cuevas, J.C. J Low Temp Phys (2008) 153: 304. https://doi.org/10.1007/s10909-008-9826-2

[64] Vlad S. Pribiag, Arjan J. A. Beukman, Fanming Qu, Maja C. Cassidy, Christophe Charpentier, Werner Wegscheider & Leo P. Kouwenhoven. Nature Nanotechnology volume 10, pages 593–597 (2015).

[65] J. C. Cuevas and F. S. Bergeret, Phys. Rev. Lett. 99, 217002 (2007).