

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Национальный исследовательский университет
«Высшая школа экономики»

Факультет физики

Арслан Анварович Галиуллин

**ВЫПРЯМИТЕЛЬ СПИНОВОГО ТОКА НА ОСНОВЕ
КВАНТОВЫХ ЯМ ТЕЛЛУРИДА РТУТИ**

Выпускная квалификационная работа – магистерская работа

студента образовательной программы «Физика»
по направлению подготовки 03.03.02 Физика

Рецензент

д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН, про-
фессор физического факульте-
та МГУ

Х. Д. Ремович

Руководитель

д.ф.-м.н., в.н.с. ФИАН, профес-
сор факультета физики НИУ
ВШЭ

А.Ю. Кунцевич

Москва, 2023 год

Аннотация

Данная работа направлена на исследование свойств спиновой проводимости двумерных топологических изоляторов в виде квантовых ям теллурида ртути. Подробно описаны технические методы изготовления структур. Также описаны результаты измерения полевых структур на основе квантовой ямы. Предложена и измерена структура с геометрией длинного края и двойным затвором для обнаружения поляризации тока вдоль спина в отсутствие внешнего магнитного поля.

Оглавление

Глава 1. Введение	5
Глава 2. Краткий обзор свойств двумерных топологических изоляторов	7
2.1 Структура квантовой ямы HgTe	7
2.2 Спектр и краевые состояния	9
2.3 Описание краевых состояний	10
2.3.1 Детектирование краевых состояний	10
2.3.2 Эквивалентная схема сопротивлений краевых состояний	14
2.3.3 Взаимодействие краевых состояний	16
2.3.4 Спиновая поляризация краевых состояний	17
Глава 3. Постановка задачи	19
3.1 Создание структуры с длинным краем и измерение её транспортных характеристик	19
3.2 Регистрация спиновой поляризации безмагнитным методом	22
Глава 4. Этапы изготовления структуры	26
4.1 Молекулярно-лучевая эпитаксия квантовой ямы	26
4.2 Создание микроструктуры	27
4.2.1 Обращение со структурой	27
4.2.2 Резка структуры	28
4.2.3 Приклеивание к кремниевой подложке	28
4.2.4 Литография	29
4.2.5 Травление структуры	33
4.2.6 Нанесение слоя индия и серебряной пасты на контакты перед диэлектриком	37
4.2.7 Напыление диэлектрика	39
4.2.8 Нанесение затвора	42
4.2.9 Создание индиевых контактов	46
4.2.10 Монтирование образца в держатель для измерений	48
Глава 5. Методы измерения	51
Глава 6. Результаты	54
6.1 Транспортные свойства структуры с длинным краем	54

6.1.1	2-точечные измерения при $T = 300$ К	55
6.1.2	2-точечные измерения при $T = 3$ К	55
6.1.3	Локальные измерения при $T = 3$ К	55
6.1.4	Нелокальный сигнал	55
6.1.5	Температурная зависимость нелокального сопротивления .	58
6.1.6	Концентрация и подвижность	59
6.1.7	Температурная зависимость локального сопротивления в точке зарядовой нейтральности	60
6.2	Детектирование спинового тока	61
6.2.1	2-точечные измерения при $T = 300$ К	62
6.2.2	2-точечные измерения при $T = 3$ К	62
6.2.3	Нелокальные измерения при $T = 3$ К	63
6.2.4	Измерения на второй гармонике	63
Глава 7. Выводы		74
Библиографический список		76

Глава 1. Введение

Двумерные топологические изоляторы – это системы на основе квантовых ям, слоев или интерфейсов, в которых спектр двумерных состояний имеет щель, а на одномерном краю существуют бесщелевые состояния со связанными направлениями импульса и спина, устойчивые к немагнитным воздействиям. Наличие поверхностных состояний в теллуриде ртути [1, 2, 3] и необычные свойства квантовых ям на основе теллурида ртути [4] были предсказаны ещё в 80-х годах прошлого века. За этими предсказаниями последовали успешные обобщения теории поверхностных состояний теллурида ртути и других подобных материалов [5, 6, 7], изготовление квантовых ям различной толщины методом молекулярно-лучевой эпитаксии [8], а также последующее экспериментальное обнаружение баллистического транспорта на основе краевых дираковских состояний квантовой ямы теллурида ртути [9]. Эти открытия привели к бурному росту интереса к двумерным топологическим изоляторам [10]. После детектирования фазы двумерного топологического изолятора в структурах на основе HgTe она была измерена в других системах: гетеропереходах InAs/GaSb [11], монослое WTe₂ [12] и тонких плёнках 1T'-MoS₂, модифицированных лазерным излучением [13].

Некоторые экспериментальные данные, такие как существование нелокального транспорта по краевым состояниям [9] и связь между направлениями импульса и спина частиц краевого тока [14, 15], подтверждают теорию топологических изоляторов [6]. Данная теория предсказывает, что одномерные краевые состояния защищены от рассеяния назад, и следовательно должны распространяться баллистически. В экспериментах наблюдается рассеяние на конечную длину [9] и даже локализация состояний [16] в краевых каналах. Есть и другие несоответствия, обзор которых представлен в работе [17].

Благодаря связи спина и импульса электрона, топологические изоляторы могут быть основой для устройств спинтроники: преобразователей зарядового тока в спиновый и наоборот. Например, двумерные топологические изоляторы

с магнитной примесью на одном из краёв могут поляризовать ток по спину [18].

В данной работе предлагается рассматривать наличие рассеяния на длинном крае не как проблему, а как возможность для получения спиновой поляризации тока.

Для этого создаются структуры с длинным краем, предложенные в бакалаврской дипломной работе [19]. Для генерации спинового тока разработана структура типа мостика Холла, в которой большое сопротивление удлинённого края заставляет краевой спин-поляризованный ток течь преимущественно вдоль короткого края. Для регистрации спиновой поляризации тока на второй части структуры были размещены контакты в геометрии Холла, позволяющие измерять сигнал спинового эффекта Холла, пропорциональный спиновому току.

Глава 2. Краткий обзор свойств двумерных топологических изоляторов

Большинство поставленных на сегодняшний день экспериментов над двумерными топологическими изоляторами были произведены на квантовых ямах теллурида ртути. Ниже будут описаны эти квантовые ямы: их структура, способ роста и основные физические свойства.

2.1. Структура квантовой ямы HgTe

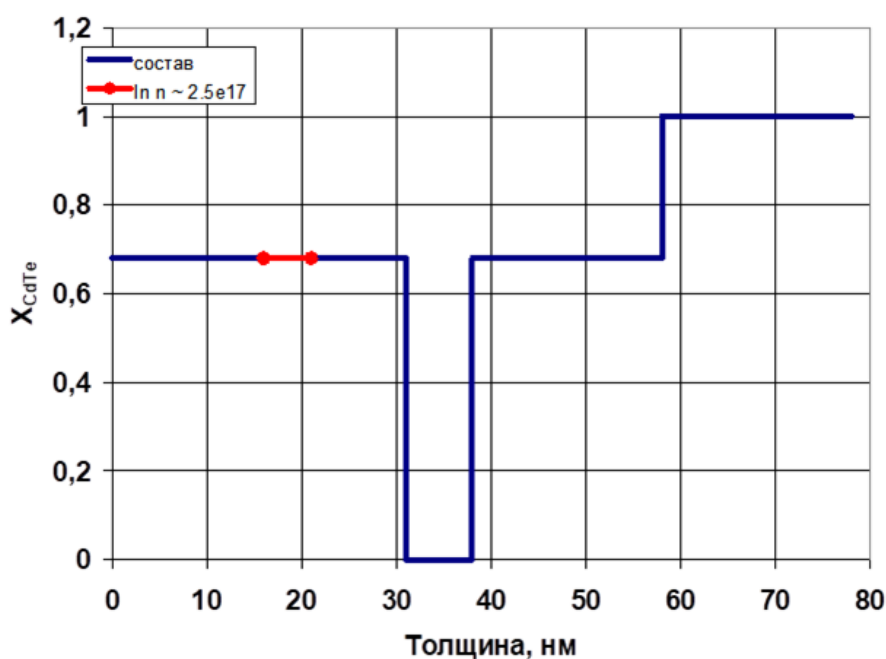


Рис. 2.1. (в цвете). Типичное распределение состава образцов квантовых ям по толщине. Образец КРТ130403, приготовленный группой Михайлова.

Слева направо подложка GaAs-(400÷600) мкм, затем ZnTe-30 нм, затем CdTe 5-6 мкм, то, что изображено на рисунке. Подложка GaAs ориентации (013). Толщина квантовых ям равна толщине слоя HgTe в обкладках $Cd_xHg_{1-x}Te_x$. Эта структура легирована индием, как показано на рисунке.

Образцы квантовой ямы HgTe были напылены с буферными слоями ZnTe и CdTe на подложку GaAs для формирования рабочего слоя $Cd_xHg_{1-x}Te_x$ и защитного слоя CdTe квантовой ямы, соответственно (рис. 2.1, 2.2). Буферный слой необходим для снятия механического напряжения на слоях квантовой

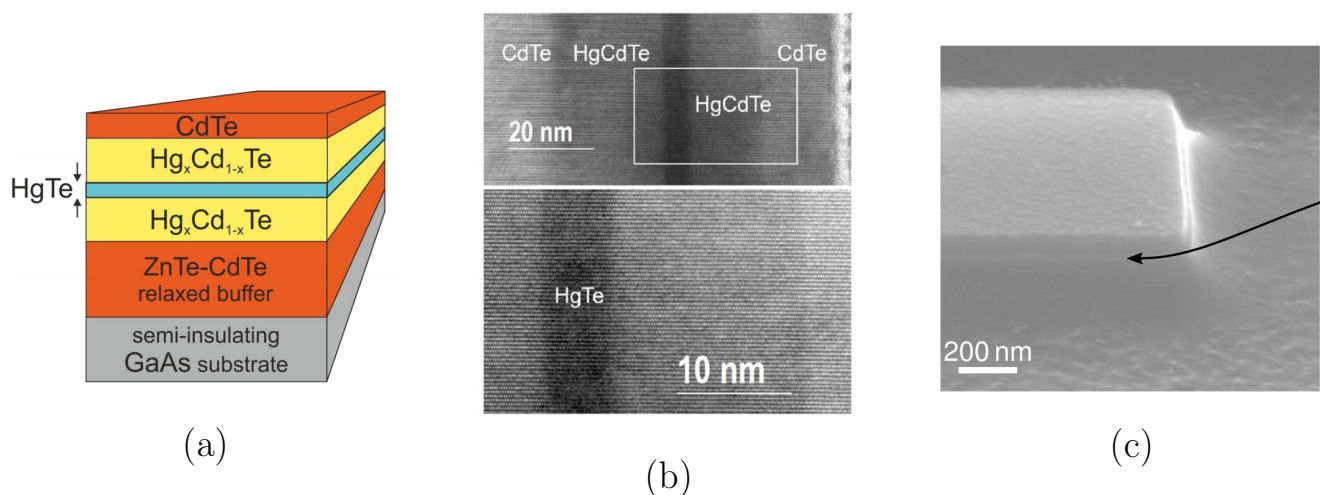


Рис. 2.2. (в цвете). Срезы квантовых ям. (a) Схематичное изображение; (b) изображение среза квантовой ямы под просвечивающим электронным микроскопом; срез структуры был произведён при помощи фокусированного ионного пучка Ga; из статьи [20]; (c) электронная фотография края стравленной квантовой ямы толщиной 8 нм; яма видна в виде горизонтальной белой полоски, на которую указывает стрелка; из статьи [16]

ямы, вызванного несоответствием периода решетки между подложкой и ямой. Защитный слой служит для защиты ям от внешних воздействий (механических и иных) во время хранения и обработки.

Каждый слой осаждается в высоком вакууме методом молекулярно-лучевой эпитаксии [21]. В данном исследовании использовались образцы, изготовленные группой Н.Н. Михайлова [8] в Новосибирске.

Квантовая яма выращивается на подложке GaAs диаметром 2 дюйма и ориентацией, аналогичной (013). Поверхность ям темная, зеркальная и очень мягкая. Прикосновение к поверхности пинцетом оставляет вмятину или царапину, в то время как подложка GaAs остаётся неповреждённой. Рабочий образец показан на рис. 2.3.

Подробные стадии изготовления структуры описаны ниже в главе Этапы изготовления структуры.



Рис. 2.3. (в цвете). Фотография образца после изготовления структуры и нанесения подзатворного диэлектрика. Образец теллурида ртути обведён красным цветом; он приклеен двусторонним скотчем к кремниевой подложке для удобства обращения с образцом. Размер изображённой на рисунке структуры порядка пяти миллиметров, толщина всей пластины теллурида ртути порядка миллиметра.

2.2. Спектр и краевые состояния

Существование безмассовых состояний на границе полупроводников с инвертированным и неинвертированным спектром (рис. 2.4) было частично предсказано ещё в статье [22]. В случае квантовой ямы теллурида ртути инверсный спектр достигается за счет сильного спин-орбитального взаимодействия в HgTe и размерного квантования, зависящего от толщины ямы (см рис. 2.5); прямым спектром в этом случае можно считать спектр вакуума $E(p) = \pm \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$. Для квантовых ям теллурида ртути с толщиной от 6,2-6,3 нм до 15-16 нм спектр имеет инвертированный вид (рис. 2.5). Ориентация подложки оказывает незначительное влияние на спектры (100) или (113) ям [10, 23].

Помимо инверсии зон для топологической защиты бесщелевых краевых состояний также необходимо наличие симметрии по обращению времени и расщепление краевых мод по спину, что обеспечивается сильным спин-орбитальным взаимодействием в структуре [24]. Топологическая защищённость этих состояний делает невозможным их разрушение немагнитным потенциалом. Магнитное поле способно разрушить эти состояния, так как оно нарушает симметрию по обращению времени.

Термин «изолятор» используется в том смысле, что спектр двумерных (называемых объёмными) состояний имеет щель (рис. 2.6), так что при помощи

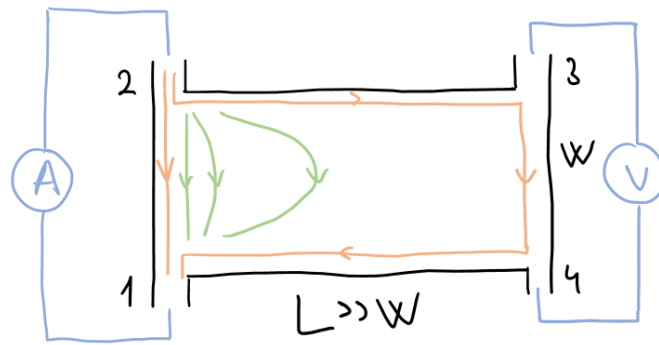


Рис. 2.4. (в цвете). Объёмные и краевые токи, текущие по образцу из контакта 2 в контакт 1. Длина образца L много больше его ширины W . Оранжевым обозначены краевые токи, текущие по обоим краям образца: напрямую из контакта 2 в контакт 1 и из контакта 2 в контакт 1 через контакты 3 и 4. Зелёный цвет – линии тока, вызванные объёмными состояниями в образце. Напряжение в данной схеме измеряется на контактах 3 и 4.

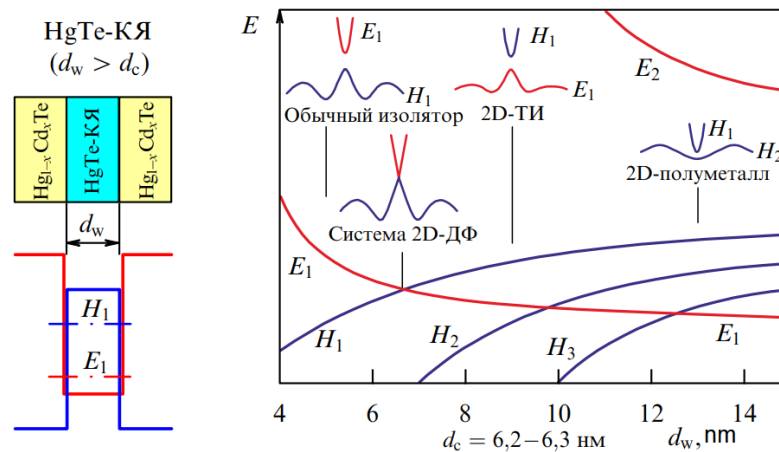


Рис. 2.5. (в цвете). Качественный вид зависимости энергии дна основных подзон размерного квантования от толщины ямы. E_1, E_2 – энергии дна электронных подзон, H_1, H_2, H_3 – энергии дна дырочных подзон. Из обзора [10]

затворного напряжения можно поместить уровень Ферми в щель. При этом сохранится только краевая проводимость.

2.3. Описание краевых состояний

2.3.1. Детектирование краевых состояний

Существуют различные методы обнаружения краевых каналов. Наиболее распространено наблюдение нелокального транспорта.

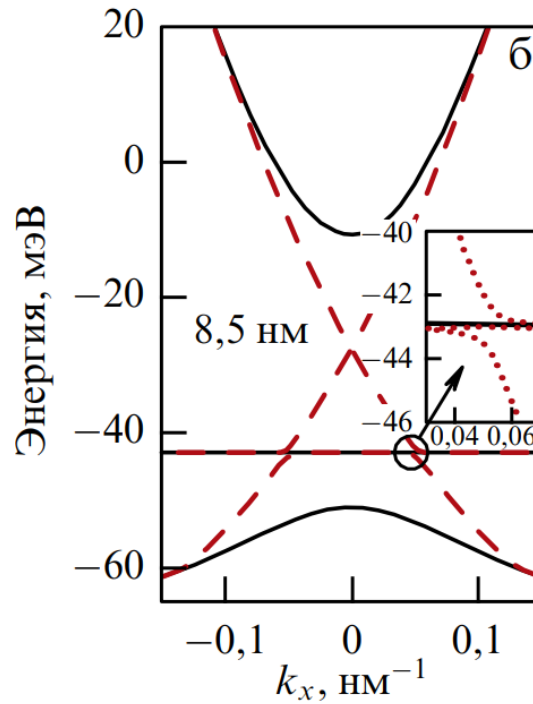


Рис. 2.6. (в цвете). Рассчитанный $k \cdot p$ -методом спектр квантовой ямы теллурида ртути шириной 8.5 нм. Красными пунктирными линиями обозначен дираковский спектр краевых состояний, сплошными линиями – спектр объёмных состояний. Из обзора [10] и статьи [23]

В экспериментах с геометрией схемы на рис. 2.4 ток может распространяться между выводами 1 и 2 двумя путями: объёмным или краевым. Если уровень Ферми системы находится в зоне проводимости, почти весь ток протекает через объём, и только экспоненциально малая часть напряжения (в терминах параметра L/W) падает между контактами 3-4. Если уровень Ферми находится в объёмной щели, ток протекает по левому и правому краю структуры. Отношение величин тока в левом и правом краях будет равно отношению сопротивлений соответствующих краевых каналов. Если допустить наличие баллистического транспорта (без рассеяния) между контактами, как предсказывает теория топологических изоляторов, то величина тока, протекающего через левый край, по порядку равна величине тока, протекающего через правый край. В этом случае падение напряжения на контактах 3 и 4 будет велико. Таким образом краевые состояния детектируются в большинстве экспериментов с двумерными топологическими изоляторами.

Еще одним доказательством существования краевых каналов проводимости является визуализация токов, рассчитанных из магнитного поля, измеренного СКВИДом, расположенным на зонде атомно-силового микроскопа [25]. В схеме, показанной на рис. 2.7, СКВИД измерял распределение магнитного поля вблизи образца, где ток протекает в режиме проводимости и отсутствия проводимости по объёму. Затем измеренное магнитное поле было преобразовано в ток, протекающий через образец, и получилось изображение, показывающее, что ток течет основном по краям, когда уровень Ферми находится в объёмной щели.

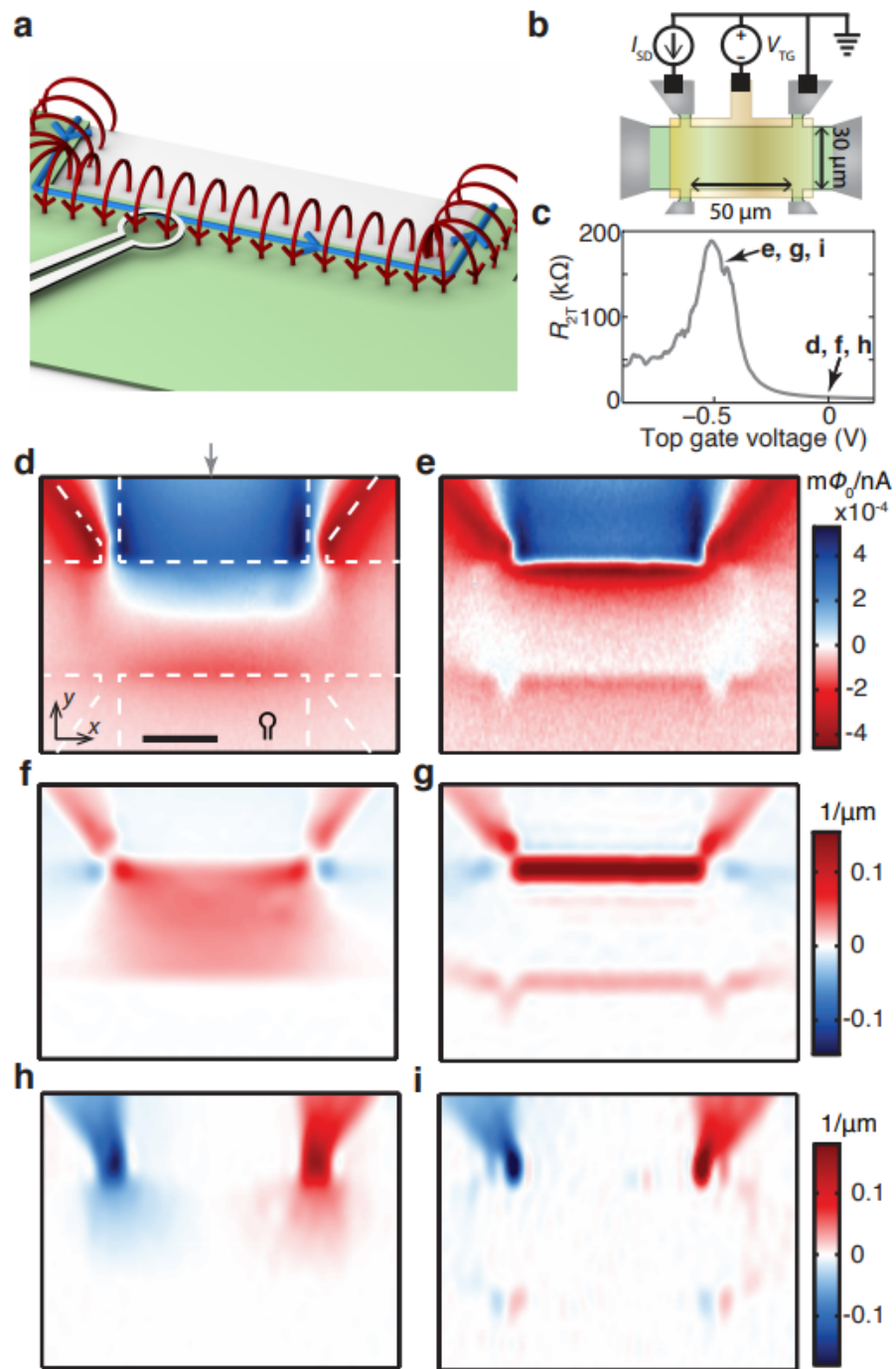


Рис. 2.7. (в цвете). (а) Измерения магнитного поля (красный цвет), создаваемого краевым током (синий) квантовой ямы (белый) при помощи СКВИДа (белая петля); (b) схема и результат трёхточечного измерения сопротивления. Снимки e, g, i (три правых) выполнены в режиме объёмного изолятора, d, f, h (три левых) – с изоляторным объёмом; d и e – распределение магнитного потока по образцу; f, g – x-компонента тока в образце; h, i – y-компонента тока. Из статьи [25].

Другой интересный пример проявления краевых каналов с дираковским спектром – это обнаружение эффекта фотосопротивления на длинах волн, меньших ширины объёмной щели. В эксперименте [26] было измерено влияние облучения квантовой ямы под прозрачным затвором на сопротивление структуры. Обнаружено, что сопротивление структуры под лазерным пучком с длиной волны, соответствующей по энергии примерно $1/3$ ширины щели, на 3 порядка уменьшилось как в локальном, так и в нелокальном режиме по сравнению со структурой, не подверженной облучению (рис. 2.8). Возможным объяснением этого эффекта могут быть фотоиндуцированные дипольные переходы между краевыми состояниями.

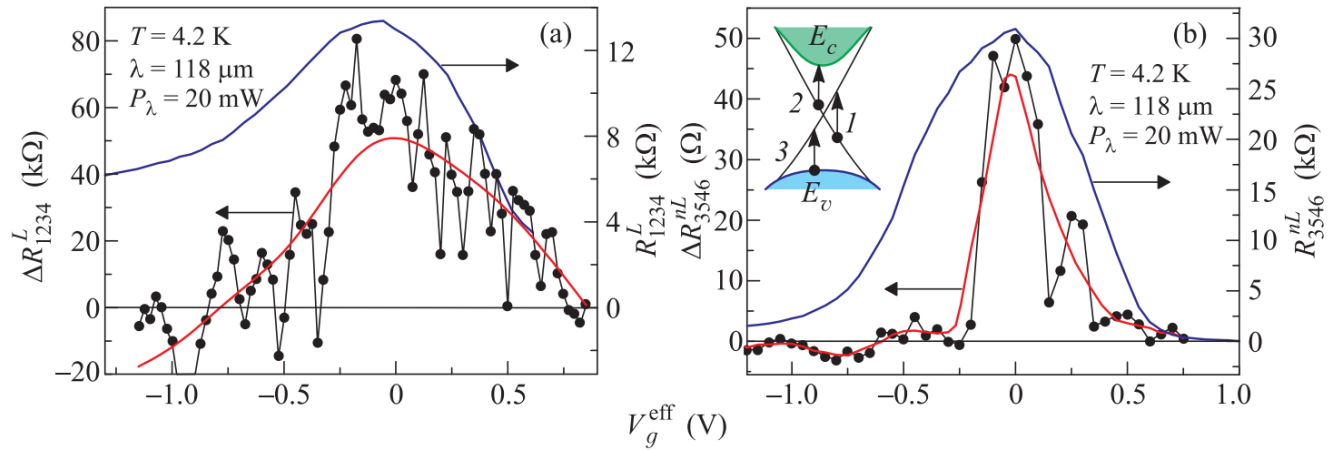


Рис. 2.8. (в цвете). Зависимость (а) локального, (б) нелокального сопротивления и фотосопротивления от эффективного затворного напряжения; красные кривые – обычное сопротивление, чёрные – фотосопротивление. Из статьи [26].

Связь между направлением тока и спином на макроскопических расстояниях проявляется, например, в эксперименте с ферромагнитными контактами [14].

2.3.2. Эквивалентная схема сопротивлений краевых состояний

Теоретически, в системе без магнитных примесей обратное рассеяние должно быть подавлено, так как оно происходит с переворотом спина, и поэтому краевые каналы должны обеспечивать баллистический транспорт между контактами. Как показано на рис. 2.9, каждый краевой канал является вырожденным по спину. Поскольку направлению спина строго соответствует направление

импульса, на этом рисунке каждому краю, верхнему и нижнему, соответствует два одномерных канала проводимости: со спином вверх и со спином вниз.

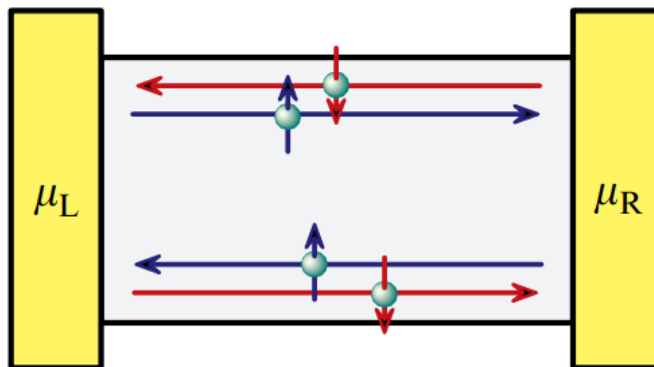


Рис. 2.9. (в цвете). Соответствие направления импульса и направления спина в краевом токе. Из обзора [10]

Это именно тот тип баллистического транспорта, который наблюдается в небольших образцах [27]. На рисунке 2.10(a) показана схема микронного мостика, в котором измеряется нелокальное сопротивление. Ток пускается через контакты 1-4, напряжение измеряется на контактах 2-3. Согласно формуле Ландауэра-Бюттикера сопротивление одномерного канала равно кванту проводимости $R_q = h/e^2$, поэтому электрическую схему образца (объём которого находится в щели) можно перерисовать как на рис. 2.10 (b). Простой расчёт даёт сопротивление $R_{14,23} = U_{23}/I_{12} = R_q/4$. Этот эксперимент хорошо согласуется с положением о баллистическом транспорте между контактами. Конечно, для более точного рассмотрения электрической схемы необходимо учитывать механизм, по которому один краевой канал соединяется со вторым, если их разъединяет контакт. Однако сопротивлением между двумя такими последовательными краевыми каналами (оранжевый r на рис. 2.10 (b)) по сравнению с их сопротивлением R_q можно пренебречь.

Для образцов с расстоянием между контактами больше определенного значения (2-10 мкм в разных экспериментальных группах) положение о баллистическом транспорте между контактами больше не работает. На больших длинах края происходит рассеяние, что приводит к эффективной электрической схеме распространения краевого тока, изображённой на рис. 2.11.

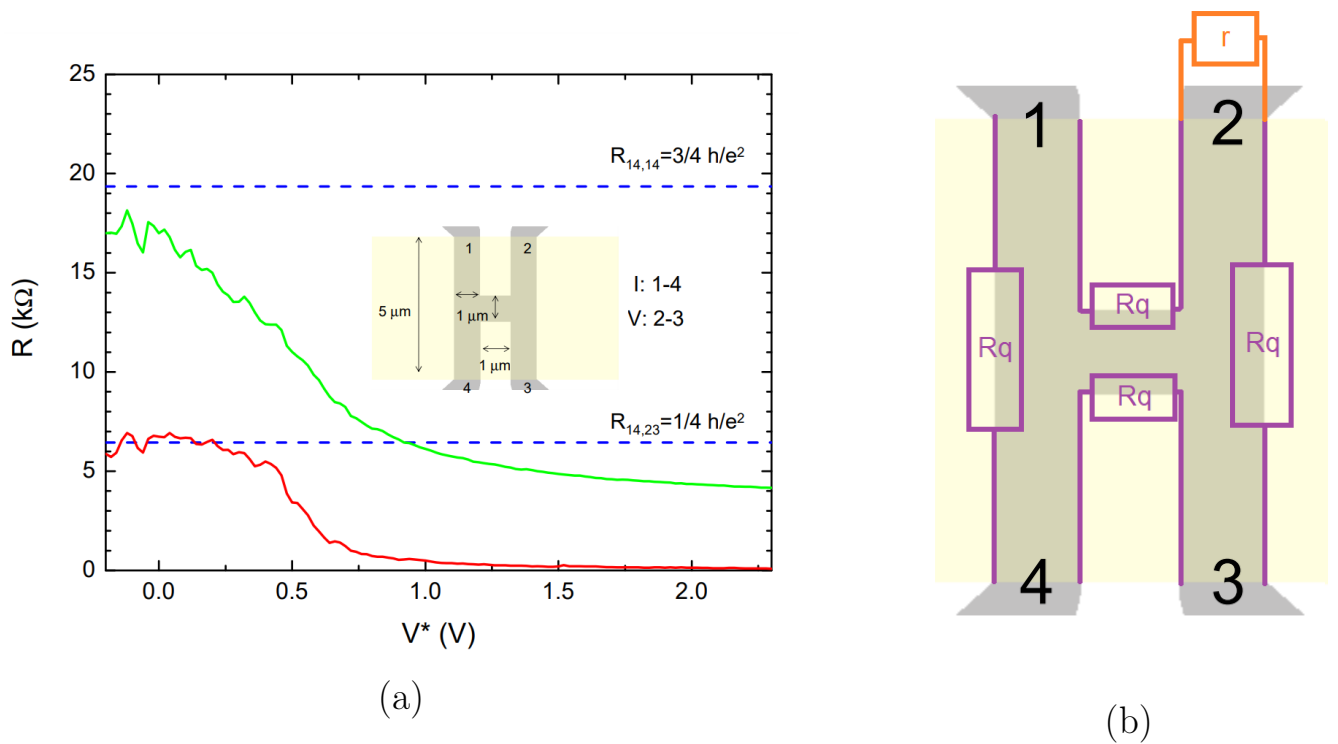


Рис. 2.10. (в цвете). Измерение микронного мостика: (а) результат измерений, (б) эквивалентная схема для тока краевых состояний при непроводящем объёме.

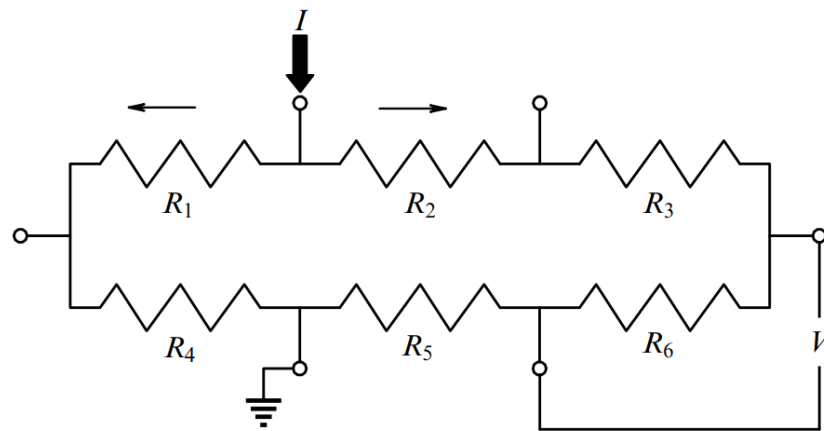


Рис. 2.11. (в цвете). Эффективная электрическая схема для краевых каналов из обзора [10]. Сопротивление краевого канала между двумя контактами $R_k = U_k/I_k = R_q L_k/l$, где L_k –расстояние между контактами, l – длина свободного пробега электронов в этом канале

2.3.3. Взаимодействие краевых состояний

Естественно, необходимо понимать границы применимости схемы 2.11. При небольшом расстоянии между контактами между ними возникает взаимодействие. На рис. 2.12 показана четырёхточечная схема измерения сопротивле-

ния тонкого перешейка из квантовой ямы. При определённой ширине перешейка краевые каналы, текущие по верху и низу перешейка, взаимодействуют таким образом, что вместо ожидаемого для больших перешейков сопротивления $R_q/2$ наблюдается сопротивление R_q . Возможная интерпретация заключается в том, что взаимодействие двух каналов нарушает проводимость по одному из них.

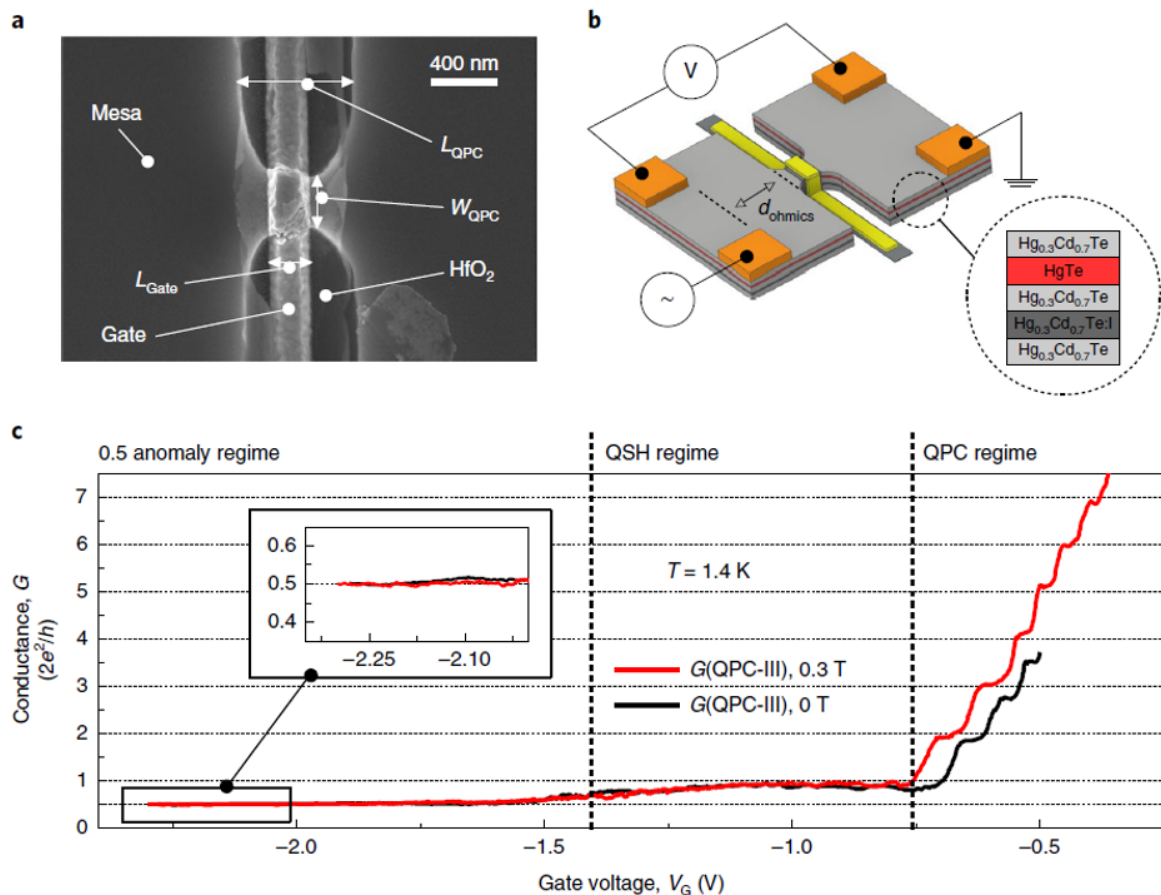


Рис. 2.12. (в цвете). 4-точечная схема измерения сопротивления тонкого перешейка квантовой ямы. Ширина перешейка в эксперименте варьировалась в пределах от 25 до 250 нм. Ширина перешейка в измерениях (с) 150 нм. Из статьи [28].

2.3.4. Спиновая поляризация краевых состояний

На рис. 2.13 показана двухкомпонентная структура с верхней зелёной частью под затвором, напряжение на котором делает эту часть металлическим проводником, и нижней жёлтой частью, которая находится под электрически развязанным от первого затвором, с напряжением, соответствующим топологической фазе квантовой ямы. Пропуская ток в горизонтальном направлении через топологическую часть образца, можно измерить величину напряжения

спинового эффекта Холла на контактах к металлической части, что обусловлено инъекцией спина в металлическую часть топологической частью образца. Спин инжектируется в данном случае благодаря тому, что по одному краю топологической части образца, не контактирующему с металлической частью, текут электроны с одним направлением спина, а по другому краю, контактирующему с металлической частью, – электроны с противоположным направлением спина.

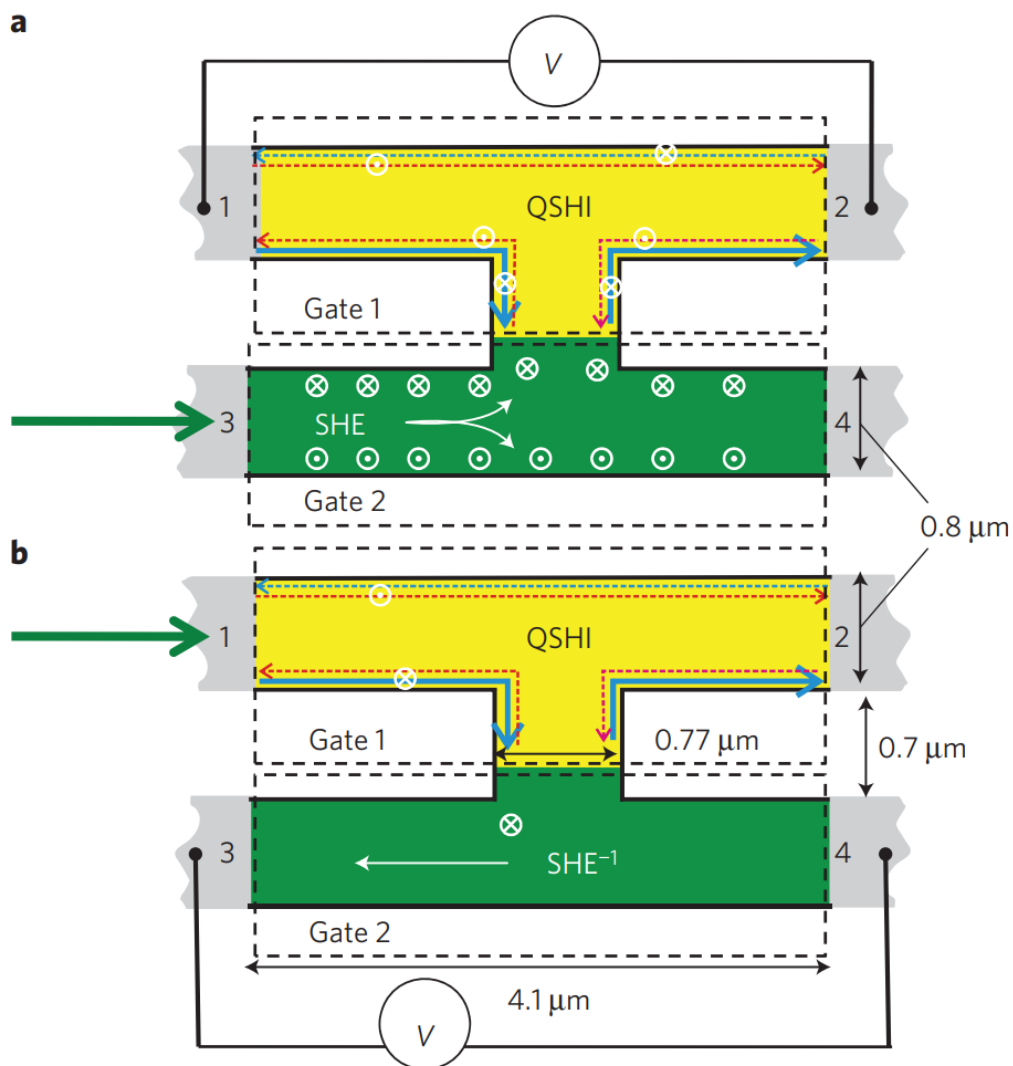


Рис. 2.13. (в цвете). Две схемы измерения образца с двумя электрически развязанными затворами (области затвора указаны пунктиром). В схеме (а) ток инжектируется в металлическую часть образца (выделена зелёным цветом), а напряжение измеряется на контактах к топологической части образца (жёлтый цвет), в схеме (b) токовые и потенциальные контакты поменяны местами. Из статьи [15].

Глава 3. Постановка задачи

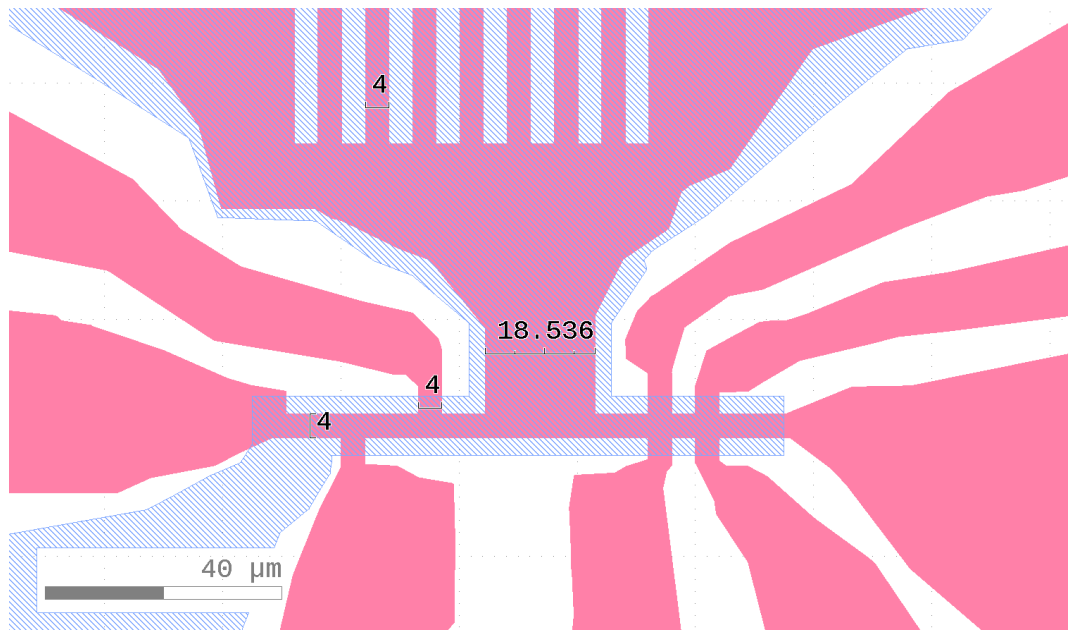
В работе поставлены следующие задачи:

1. Создать структуру двумерного топологического изолятора с длинным краем и убедиться в том, что длинный край, благодаря своему большому сопротивлению, не проводит ток.
2. Инжектировать спин-поляризованный ток при помощи структуры двумерного топологического изолятора с длинным краем, положение уровня Ферми в которой управляется затворным электродом. Спиновую поляризацию инжектируемого тока детектировать при помощи спинового эффекта Холла в том же самом материале – квантовой яме HgTe, концентрация носителей в которой управляется независимым затворным электродом.

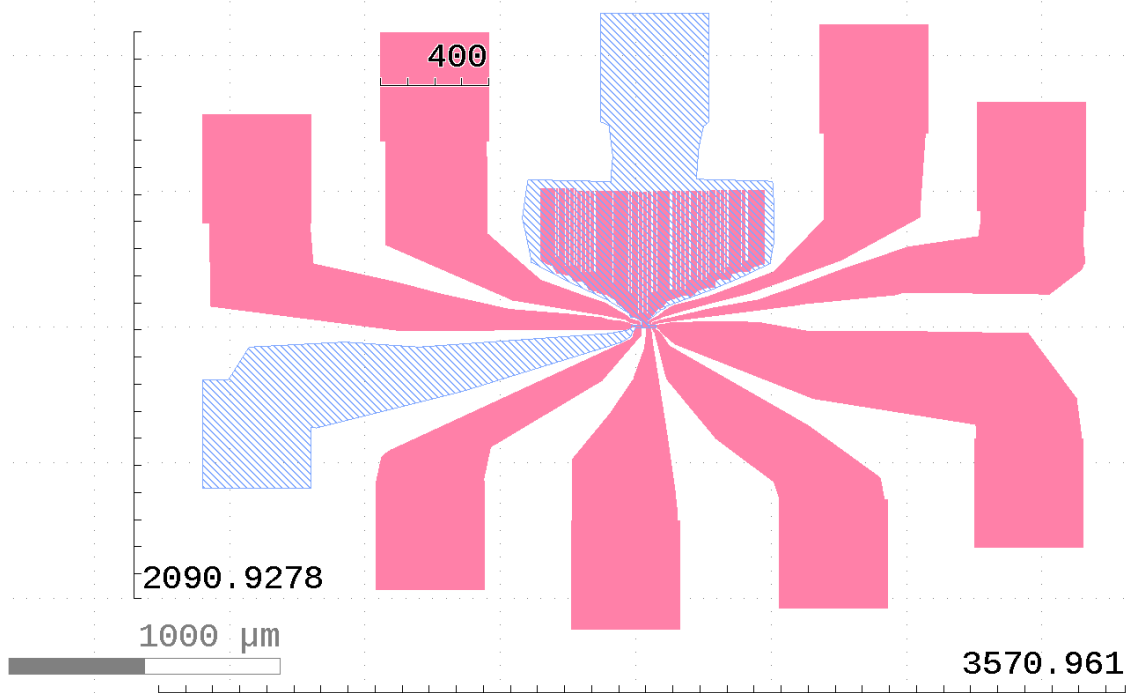
3.1. Создание структуры с длинным краем и измерение её транспортных характеристик

Первой задачей данной работы является проверка предположения о том, что в структуре топологического изолятора в виде мостика Холла, если искусственно увеличить периметр одного из краев путем добавления длинного меандра, ток течет только через противоположный, короткий край. Такое поведение ожидается из экспериментальных данных о топологических изоляторах на основе квантовых ям теллурида ртути, говорящих о росте сопротивления края при увеличении его длины.

Независимо от того, как расположены токовые контакты, структура на рис. 3.1 имеет два края – длинный и короткий. Длинный край имеет ответвление от структуры с суммарной длиной около 50 мкм. Площадь меандра ограничивалась размером держателя образца в измерительной установке (5 мм x 5 мм). Минимальный размер элемента меандра определялся разрешением литографии. При фиксированных площади и минимальном размере максимальный периметр может быть получен разными способами. Самым простым является форма гребёнки, изображённая на рис. 3.1.



(a)



(b)

Рис. 3.1. (в цвете). Схема структуры с длинным краем. Красным цветом обозначен слой квантовой ямы, синим – слой затвора, (a) вид мостика, (b) вид всей структуры

В работе ставится задача изучить электронный транспорт в структуре при описанной выше геометрии образца.

Согласно литературным данным, характерная длина рассеяния в краевых каналах составляет порядка 1-10 мкм. Для меньших длин каналов ожидается режим Ландауэра, а для больших – диффузионный режим, с сопротивлением, пропорциональным длине канала. Если к контактам i, j схемы 3.1 приложить ток и измерить напряжения на контактах k, l , то в режиме топологического изолятора ожидаются следующие сопротивления: $R_{ij,kl} = U_{kl}/I_{ij}$:

- a $R_{15,87} \gtrsim R_q$ Расстояние между потенциальными контактами составляет около 140 микрон, поэтому локальное сопротивление на контактах 8, 7 должно быть примерно на порядок больше кванта сопротивления, так как в этом случае край, проходящий через эти два контакта, будет переносить весь ток из контакта 1 в контакт 5.
- b $R_{37,18} \ll R_q$ Из-за длины соответствующего края почти весь ток протекает через контакты 4, 5, 6, а через контакты 1, 8 идёт лишь малая доля транспортного тока, поэтому напряжение между контактами 1, 8 будет малым.
- d $R_{24,18} \gtrsim R_q$ Так как все потенциальные контакты находятся на коротком крае, соответствующие сопротивления должны быть в несколько раз больше кванта сопротивления или равняться ему.

Таким образом, эксперимент, в котором сравниваются значения сопротивления для различных конфигураций токовых и потенциальных контактов, покажет, возможно ли эффективное отключение проводимости одного из двух краёв структуры. Так как спин частиц краевого тока связан с их импульсом, впущенный в контакт 1 ток будет выходить из контакта 5 поляризованным по спину.

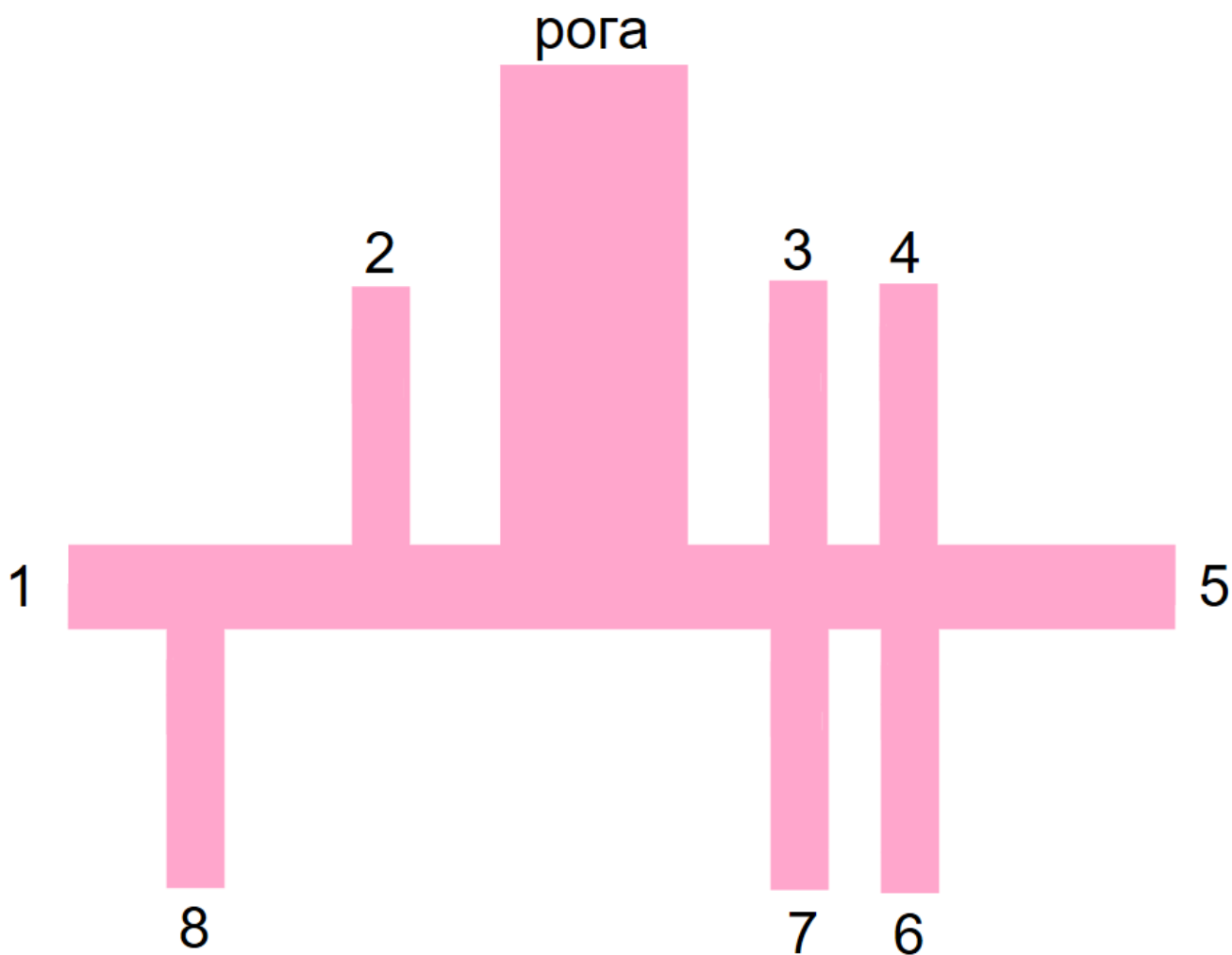


Рис. 3.2. (в цвете) Схема измерения с длинным краем. Весь мостик, включая рога (меандр), покрыт затвором. Структура изображена не в масштабе

3.2. Регистрация спиновой поляризации безмагнитным методом

Следующая задача – детектировать спиновый ток, выходящий из структуры с длинным краем. В работе [14] предложена идея регистрации спиновой поляризации при помощи ферромагнитного контакта к проводящему слою квантовой ямы. В данном исследовании ставится задача пронаблюдать эффект спиновой поляризации тока немагнитным способом, то есть без применения ферромагнитных контактов и в отсутствие внешнего магнитного поля. Метод такого детектирования описан в работе [15] и использует спиновый эффект Холла. Спиновый ток, входящий в двумерный электронный газ с металлической проводимостью и сильным спин-орбитальным взаимодействием (в данном случае в той же яме HgTe), вызывает падение напряжения, перпендикулярное направлению спинового тока. Чем больше спиновый ток, тем больше и падение

напряжения. Это означает, что структура, состоящая из двух частей: холловского мостика с длинным краем в режиме топологического изолятора и последовательно соединённым вторым мостиком Холла с металлической проводимостью без длинного края, должна демонстрировать спиновый эффект Холла, вызванный спиновым током (рис. 3.3).

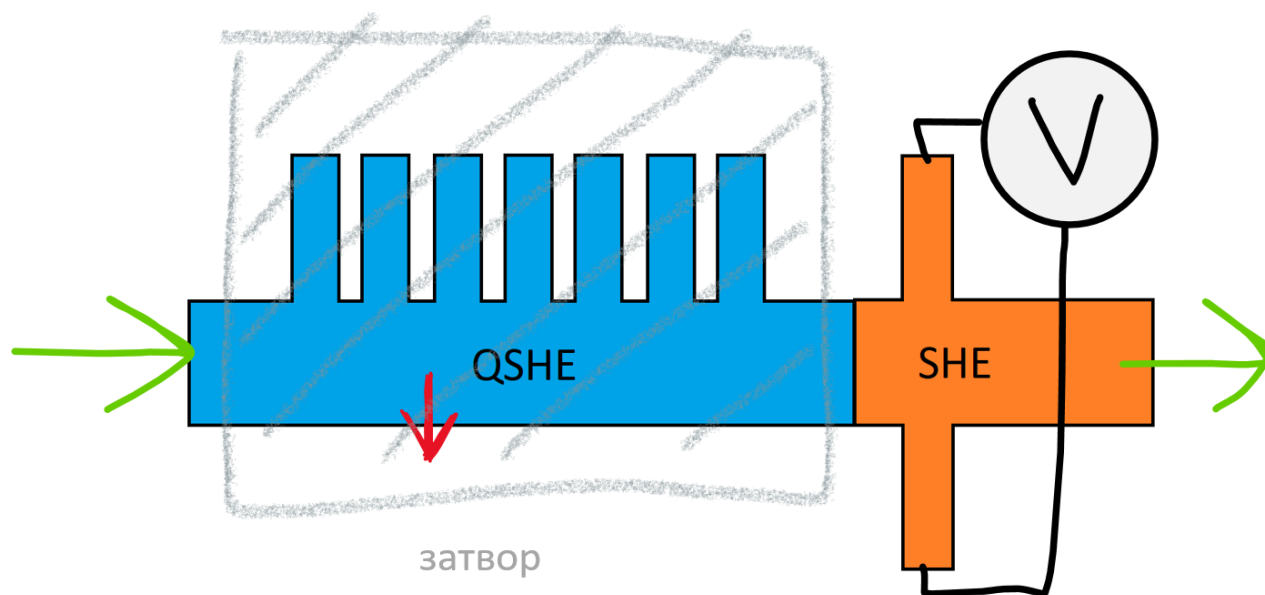


Рис. 3.3. (в цвете). Схема измерения спиновой поляризации, основанная на структуре с длинным краем и спиновом эффекте Холла. Синяя часть структуры находится в режиме топологического изолятора (QSHE – квантовый спиновый эффект Холла), оранжевая часть – в состоянии металла (она тоже может быть покрыта затвором, но уже с другим напряжением). Ток по структуре идёт в горизонтальном направлении, напряжение снимается с контактов, указанных на рисунке. Красной стрелкой схематично указано направление спина электрона, протекающего по нижнему краю. Структура изображена не в масштабе

При инжекции постоянного тока через образец с длинным краем в двумерный электронный газ, на вольтметре в холловской конфигурации всегда будет наблюдаться какой-то сигнал по причинам, не связанным со спиновым эффектом Холла. Из-за невозможности создать идеальную геометрию образца

в показаниях вольтметра всегда будет замешана какая-то компонента от продольного сопротивления.

Чтобы отделить спиновый эффект Холла от паразитной линейной резистивной компоненты, в работе предлагается метод, основанный на синхронном детектировании второй гармоники. Через образец пропускается ток заданной амплитуды I_0 и частоты ω : $I(t) = I_0 \sin \omega t$. Во второй гармонике напряжения на холловских контактах вклад от сопротивления при отсутствии нагрева образца должен отсутствовать, а вклад от спинового эффекта Холла должен быть максимален. Рис. 3.4 поясняет это утверждение: на нём изображены два направления тока и, соответственно, два направления спина электрона, протекающего по нижнему короткому краю образца – спин и импульс электрона противонаправлены, а значит, спиновый ток при любом направлении электронного тока всегда идёт в одном направлении. Это означает, что напряжение на вольтметре, связанное с спиновым эффектом Холла, пропорционально модулю электрического тока: $V_{SHE}(t) \sim |I(t)| = I_0 |\sin \omega t| = 2I_0/\pi - 4I_0/(3\pi) \cos 2\omega t - 4I_0/(15\pi) \cos 4\omega t + \dots$, см. рис. 3.5 Таким образом, амплитуда второй гармоники измеряемого сигнала должна быть пропорциональна амплитуде электрического тока: $V_{SHE}^{(2)} \sim I_0$ (индексом (2) здесь и далее будут отмечаться амплитуды величин, измеренных на второй гармонике). Отметим отличие данного явления от генерации второй гармоники, вызванной нелинейными эффектами – амплитуда второй гармоники пропорциональна первой(!) степени амплитуды сигнала.

Также ожидается пиковая зависимость сигнала второй гармоники от напряжения на затворе над "иной" частью образца: максимум сигнала должен наблюдаться в области напряжения на затворе, соответствующей переходу левой части образца в фазу топологического изолятора, а вдали от этого напряжения, в электронной и дырочной областях, сигнал должен падать.

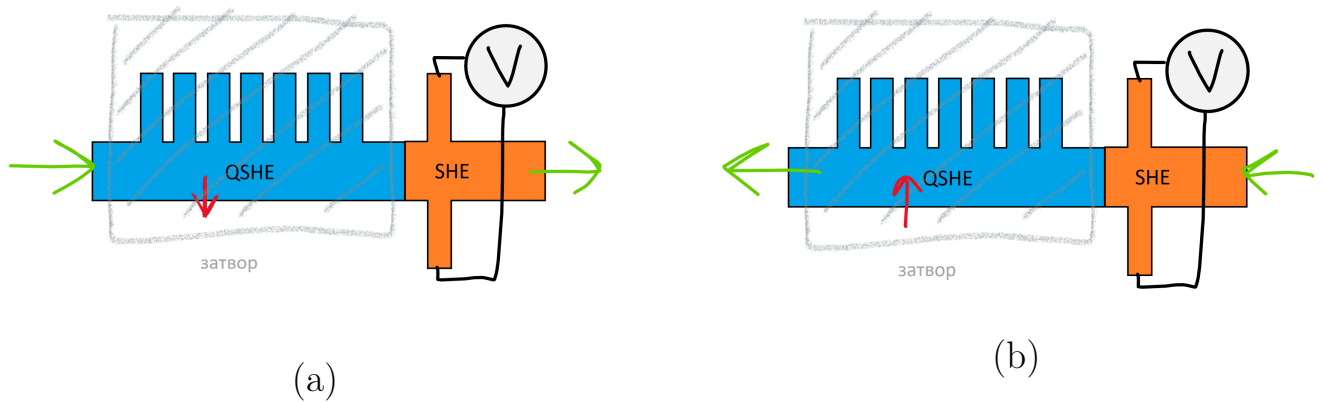


Рис. 3.4. (в цвете). Схема образца с длинным краем в топологической области и поперечными потенциальными контактами в металлической области. (а) Ток идёт слева направо, спин, текущий через синюю часть образца направлен «вниз», (b) ток идёт справа налево, спин, текущий через синюю часть образца, направлен «вверх»

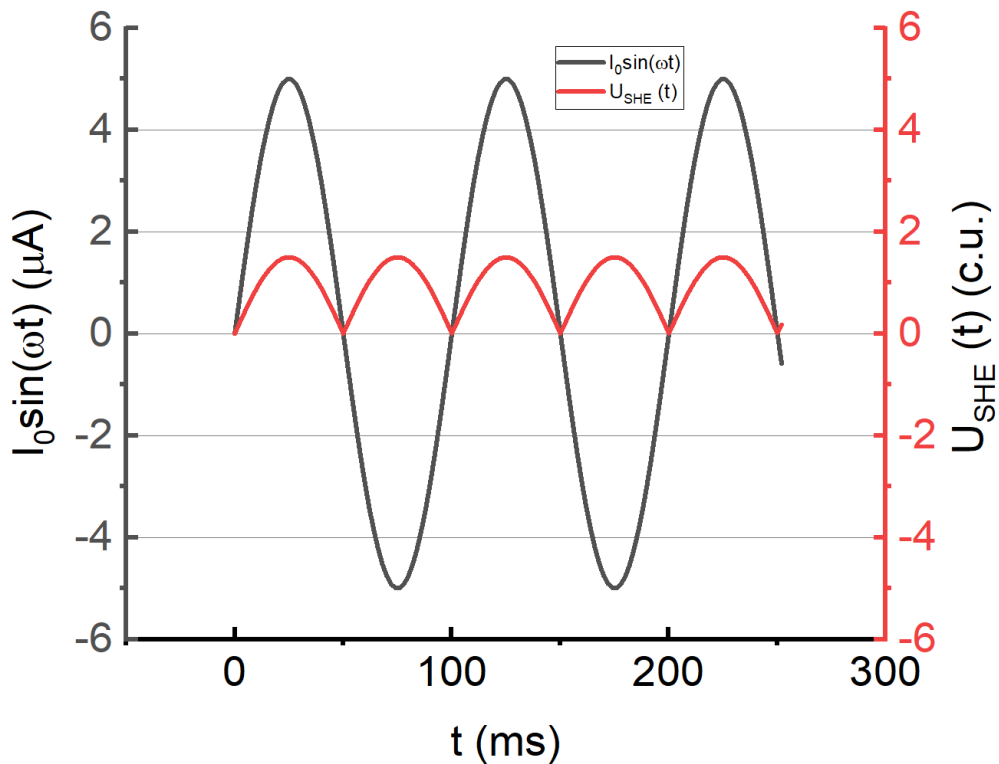


Рис. 3.5. (в цвете). Зависимость от времени спин-поляризованного тока, входящую в структуру детектирования спинового эффекта Холла (СЭХ) (чёрная линия) и напряжения, вызванного СЭХ (красная линия).

Глава 4. Этапы изготовления структуры

4.1. Молекулярно-лучевая эпитаксия квантовой ямы

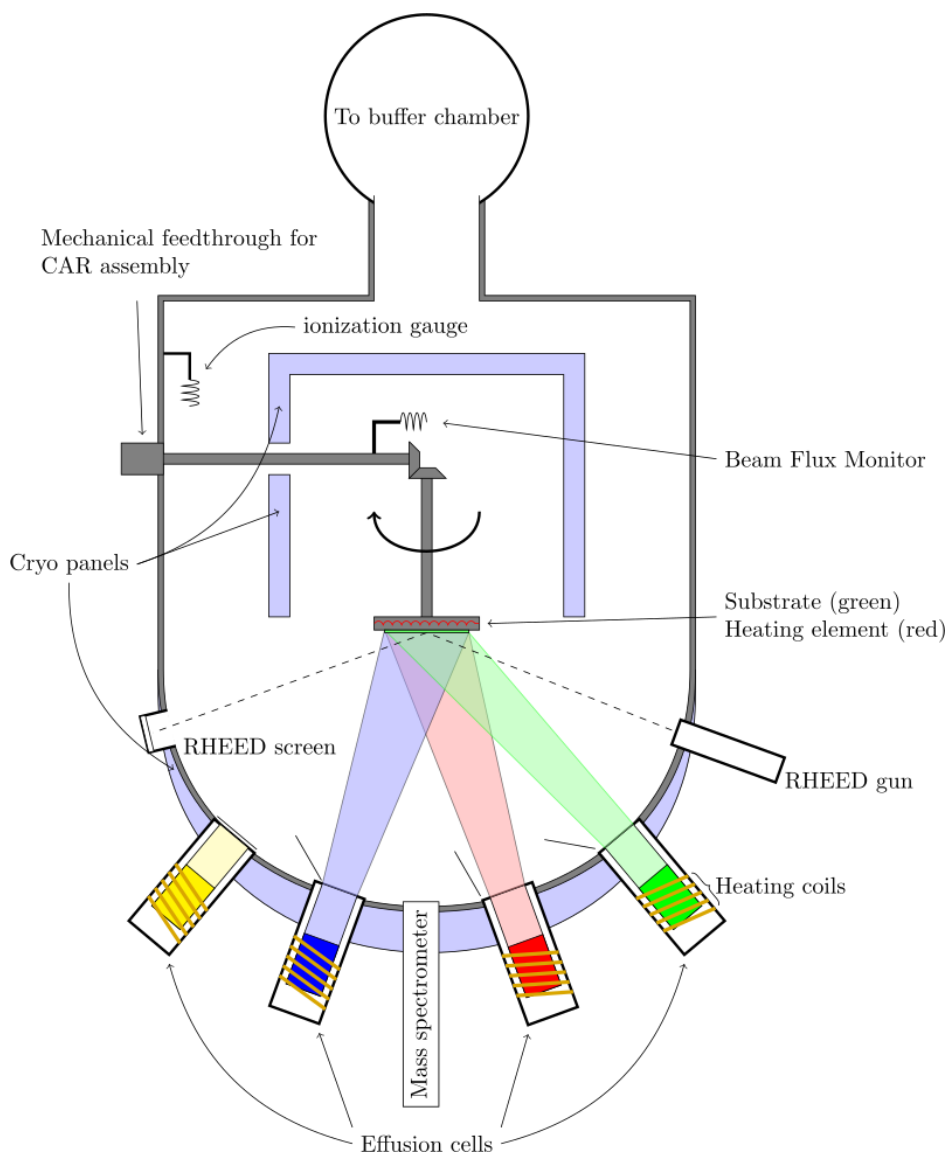


Рис. 4.1. (в цвете). Типичная схема установки молекулярно-лучевой эпитаксии.
С сайта [29]

Молекулярно-лучевая эпитаксия – хорошо известный метод выращивания гетероструктур заданной толщины с атомно-гладкими гетерограницами. Различные научные группы создавали квантовые ямы ртути теллура ещё с прошлого века. Только относительно недавно, в середине 2000-х годов, группам Моленкампа и Михайлова удалось вырастить ямы с чистотой, необходимой для изучения топологических изоляторов на основе этих структур.

Процесс молекулярно-лучевой эпитаксии представляет собой послойный рост структуры на атомно-гладких подложках. Создание структур этим методом отличается от обычного, относительно недорогого термического напыления или магнетронного распыления материалов на подложку. Во-первых, все в установке, включая подложку, вакуум и напыляемый материал, поддерживается на высоком уровне чистоты. Во-вторых, при молекулярно-лучевой эпитаксии температура подложки контролируется таким образом, чтобы атомы, осажденные на поверхность, диффундировали вдоль нее, пока не осядут в ячейках кристаллической решетки.

Группа Михайлова выращивает для группы автора работы и других групп пластины квантовой ямы теллурида ртути с различными толщинами (имеются структуры как с инвертированным, так и с неинвертированным спектром, а также с полуметаллическим спектром), разным уровнем легирования и разными толщинами других слоёв.

Квантовая яма не деградирует на воздухе и, несмотря на мягкость, может без проблем выдержать транспортировку и хранение в обычных зип-пакетах без дополнительной защиты инертной атмосферой.

4.2. Создание микроструктуры

4.2.1. Обращение со структурой

Слои, нанесённые на подложку, весьма мягкие, а сама подложка относительно хрупкая (может разбиться от падения на пол с метровой высоты), поэтому обращаться с ней нужно аккуратно. Ориентация подложки (013) также несколько затрудняет работу, поскольку при скалывании край структуры не перпендикулярен плоскости материала основы. Это приводит к тому, что структура выскользывает из пинцета при захвате за противоположные её стороны (в отличие, например, от кремниевой подложки с ориентацией (100)).

После первой распаковки из транспортного пакета структура покрывается толстым слоем резиста для дополнительной защиты хранимого куска квантовой ямы от механических и иных повреждений. Если этого не сделать, то после резки большой структуры на более мелкие, структура покрывается механическими дефектами, которые могут привести к ненужным эффектам в дальнейшем.

4.2.2. Резка структуры

Большая подложка квантовой ямы разрезается на более мелкие подложки для экономии материала. Для этого используется скрайбер – устройство в виде шариковой ручки с твёрдым остриём вместо шарика. Возможны несколько методов нарезки структуры при помощи скрайбера.

Первый метод заключается в том, чтобы сделать ряд прямых царапин от одного конца структуры к другому вдоль плоскости кристалла подложки и приложить дополнительное давление к подложке с разных сторон к этим царапинам. Недостаток этого метода: так как давление необходимо прикладывать к поверхности, для мелких кусочков это сильно уменьшает полезную площадь структуры. Если размер желаемого фрагмента пластины сопоставим с размером структуры, которая будет изготовлена на нём позже, потеря полезной площади является фатальной и приводит к дополнительной трате материала ямы.

Второй метод заключается в том, чтобы делать царапины от одного конца к другому и постепенно увеличивать вертикальное давление скрайбера, проводя все более крупные линии. В определённый момент из-за усилившегося давления и наличия глубокой царапины подложка сама откалывается вдоль царапины. В результате этого процесса на подложке образуется много крошки, так что иногда требуется сжатый воздух для очистки рабочей поверхности ямы. Воздушная струя и мелкая стружка, которую она уносит, не наносят видимых повреждений структуре. Обычно достаточно провести скрайбером по одному и тому же участку 10-20 раз, и подложка ломается по заданной линии. Иногда количество царапин перед самооткалыванием может быть заметно меньше или больше, – что зависит от экспериментатора. В итоге ширина испорченной скрайбером области структуры составляет около 200-300 микрон на каждой половине отрезанной подложки.

4.2.3. Приклеивание к кремниевой подложке

Чтобы облегчить работу с квантовой ямой, пластины соответствующего размера следует приклеить к большой кремниевой подложке с помощью двустороннего скотча сразу после раскалывания (рис. 2.3). Перед приклеиванием необходимо очистить поверхность подложек от загрязнений, чтобы предотвратить их непараллельность. Очистка производится струей сжатого воздуха, при необходимости (предварительно) – ацетоном, изопропанолом и водой. Па-

параллельность подложек необходима для литографии: поверхности, на которой производится литография, должна быть параллельна плоскости столика литографа (используемая фотолитографическая машина фиксирует высоту линзы над держателем пластины перед началом процесса). По этой же причине нижнюю поверхность кремниевой подложки перед литографией следует повторно очищать от клея, резиста и др.

Такой подход к подготовке образца заметно упрощает обращение с ним: позволяет братья пинцетом за любой удобный участок кремниевой подложки, не боясь повредить квантовую яму, отклеивать структуру от двустороннего скотча, наносить резист на квантовую яму любого размера, даже если она меньше диаметра отверстия присоски спинера, при помощи которого наносится резист.

Отклеивание от подложки происходит в конце всех технологических процессов, перед монтированием образца в измерительную установку. Квантовая яма, приклеенная к кремниевой подложке, помещается в ацетон. Пинцетом постепенно раскачивают за края в плоскости структуры, таким образом отклеивая от кремния. При таком отклеивании следует избегать чрезмерных усилий, а также усилий, направленных не в плоскости образца, : если попытаться отклеить структуру силой, направленной перпендикулярно плоскости подложки, велик шанс сломать квантовую яму. После отклеивания от образца при необходимости откалываются ненужные кусочки, затем образец монтируется в измерительную установку. Для упрощения процесса образец клеится на кремний не всей своей площадью, а только двумя противоположными сторонами на два тонких кусочка скотча. Этого достаточно, чтобы образец был зафиксирован в процессе работы (в том числе при нанесении резиста), но легко отклеился при снятии образца с кремния в ацетоновой ванночке.

При работе с растворителями следует направлять струю жидкости на центр образца, чтобы минимизировать риск напыла растворённого скотча на образец. Если же клей попал на образец, удалить его можно тем же растворителем (обычно это ацетон).

4.2.4. Литография

Для создания структуры необходимо каким-либо образом удалить области квантовой ямы, которых не должно быть в конечной структуре (рис.

4.2). Под удалением области ямы подразумевается удаление слоя ямы, включая проводящий слой HgTe. В некоторых экспериментах удаётся удалить слой ям вплоть до подложки, но снятие такого большого слоя затрудняет создание структур с микронным разрешением, что будет пояснено в подразделах, посвящённых травлению структур.

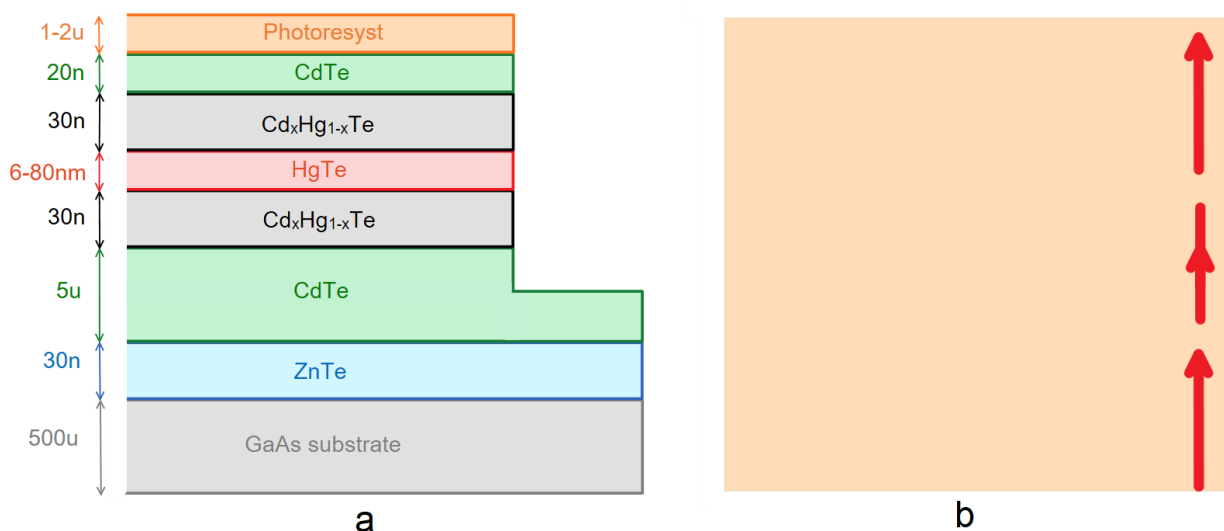


Рис. 4.2. (в цвете). (а) срез структуры после нанесения фоторезиста и травления; (б) вид на структуру сверху. Чёрной линией обозначен край структуры, красными стрелочками – краевые состояния

Для удаления выбранной области ямы обычно используется травление – сухое (плазмой, направленным пучком ионов) или мокрое (при помощи жидких травителей). В обоих случаях должна быть обеспечена селективность травления, и литография очень хорошо справляется с этой задачей.

Литографические процессы основаны на резистах, которые представляют собой материалы (обычно жидкие полимеры), свойства которых изменяются при воздействии света, электронов или ионов. После избирательного воздействия на резист возможно удаление засвеченной (фотонами, электронами или ионами) части при помощи проявителя резиста. В результате образуется слой резиста, который покрывает выбранные части подложки, в то время как другие части подложки остаются не покрытыми ничем.

Фотолитография используется в текущей работе по нескольким причинам. Во-первых, она проще в применении, чем ионная и электронная.

Во-вторых, разрешение фотолитографии достаточно для целей исследования.

Оптическая литография может быть лучевой и масочной [30]. Первый метод предполагает освещение сфокусированным лазерным лучом, второй – облучение подложки, покрытой фоторезистом, параллельными пучками света (для равномерного освещения всех участков резиста) через фотомаску, предварительно изготовленную методом лучевой литографии. В масочной литографии высокое разрешение может быть достигнуто путём приведения маски и подложки в контакт, но поскольку квантовые ямы очень мягкие, полный контакт между твёрдой маской и ямой может привести к деформации теллурида ртути. Поэтому была использована требующая времени (масочная литография занимает около одной минуты, а лучевая литография – около одного часа), но надёжная техника лучевой фотолитографии.

Процесс литографии происходит в четыре этапа [31].

1. Сначала на подложку наносится тонкий (200-4000 нм) слой резиста. Толщина наносимого резиста зависит от целей: для повышения, например, разрешения литографии, слой должен быть как можно меньше; для процесса lift-off, о котором речь пойдёт ниже (в подразделе о нанесении затвора), наносится толстый слой резиста, чтобы растворитель мог эффективно удалить его из-под слоя затвора. Резист наносится при помощи спинера – устройства, раскручивающего подложку до заданных угловых скоростей вокруг оси, проходящей через подложку. Регулируя скорость, ускорение и время раскрутки подложки с нанесённой на неё пипеткой до раскрутки каплей резиста, возможно регулировать параметры получившейся плёнки резиста: чем больше скорость вращения, тем тоньше получается плёнка.
2. После нанесения слоя резиста его необходимо высушить, для увеличения вязкости. Сушка может происходить при разных температурах: чем ниже температура, тем больше времени занимает процесс. Так, при комнатной температуре на сушку резиста уходит порядка суток. Большинство термоустойчивых подложек сушатся 1 минуту при температуре 100°C на лабораторной печи, однако квантовая яма очень чувствительна к температурам выше 80°C [32], поэтому все процессы, включая сушку, не должны

проходить при слишком высоких температурах. Все используемые резисты 10 минут сушатся на печи при температуре 80°C . Если начать литографию не осушив резист, это крайне негативно скажется на её качестве.

3. После сушки резиста наступает пора делать литографию. В работе используется лучевой литограф Heidelberg uPG 101, на котором отработана методика литографии с разрешением около 2 микрон. Литограф осуществляет засветку при помощи 405 нм лазера, поэтому фундаментальное ограничение на разрешение литографа равно по порядку длине волны этого лазера. Для наших целей, однако, этого разрешения хватает. Из-за того, что используемые в работе фоторезисты чувствительны к синему свету, все источники света закрыты фильтрами, пропускающими синий свет, отчего освещение в комнате кажется жёлтым.

Образец крепится к вакуумной присоске литографа, в программе на компьютере задаётся необходимый рисунок литографии, шаговыми двигателями с точностью до 1 микрона производится XYZ-позиционирование подложки относительно объектива, через который осуществляется засветка лазером, а при помощи Z-пьезоподвижки точно настраивается фокус объектива. После этого начинается процесс литографии. Данный литограф обладает камерой, которая позволяет совмещать литографию со структурой на подложке. Это необходимо для литографии затвора, который располагается в заданном месте относительно структуры квантовой ямы.

4. После засветки необходимой области лазером резист необходимо проявить. В работе используется для этого проявитель УПФ-1Б фирмы «Фраст-М» [33], предназначенный для проявления позитивных резистов (позитивный резист удаляется проявителем в засвеченной области). Образец помещается в небольшую ёмкость с налитым проявителем и держится там 30-50 секунд с переменным помешиванием проявителя подложкой, после чего остатки проявителя смываются водой. После всех необходимых манипуляций, проведённых со структурой, остатки резиста удаляются ацетоном. Время проявления резиста определяется на глаз: если стравливать большую область (хотя бы 400 на 400 микрон), видно, как засвеченный позитивный резист растворяется. Если даже несколько минут передержать резист в проявителе, ни к каким негативным эффектам

это не приводит. Если недодержать, проявится не весь резист, что может сказаться на качестве последующих работ с ним.

После всех этих манипуляций получается изображение 4.3

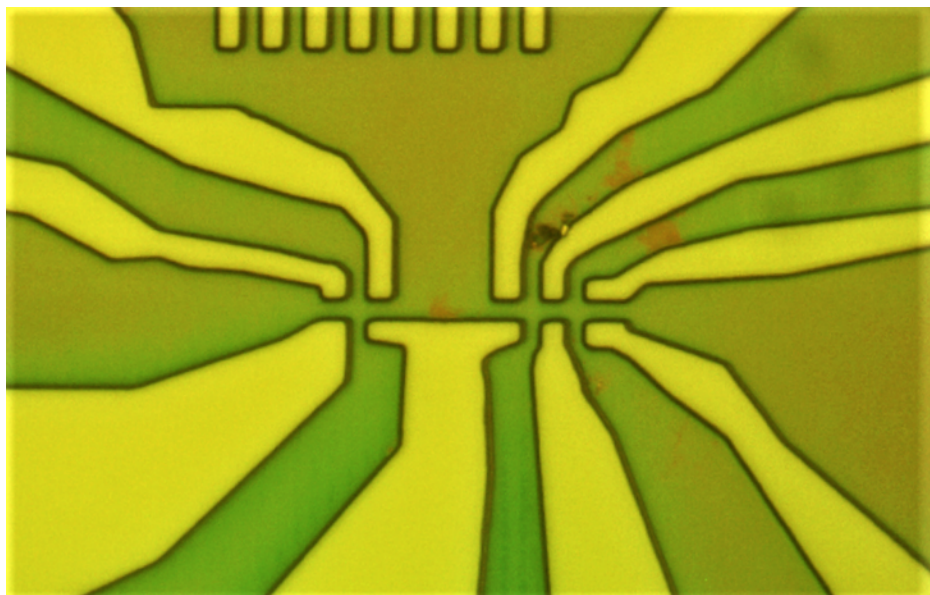


Рис. 4.3. (в цвете). Фотография литографии на поверхности квантовой ямы. Ширина мостика равна 4 мкм. Жёлтая область – поверхность ямы, более зелёная область – фоторезист

Важно также знать, что если сделать литографию, смыть резист ацетоном, повторить литографию ещё раз, а затем протравить структуру, то она сохранит следы первой литографии, см. рис. 4.4. С чем связано наличие силуэта предыдущей литографии, выяснить не удалось. Визуально резист удаляется ацетоном полностью. Даже если смывать слой первого резиста в ёмкости с нагретым ацетоном в ультразвуковой ванне, эффект истории литографии при травлении всё равно остаётся. Возможно, смывается таким образом не весь резист или же он вступает в какую-то реакцию с верхними слоями ямы. При травлении область, на которой до этого располагалась первая литография, подвергается воздействию, но чуть медленнее нетронутой первой литографией области.

4.2.5. Травление структуры

Для травления структуры может использоваться как сухое травление (например, в аргоновой плазме), так и жидкостное. Травление при помощи водного раствора KI, I₂, HBr проще в применении (плазма не требуется, нужен только

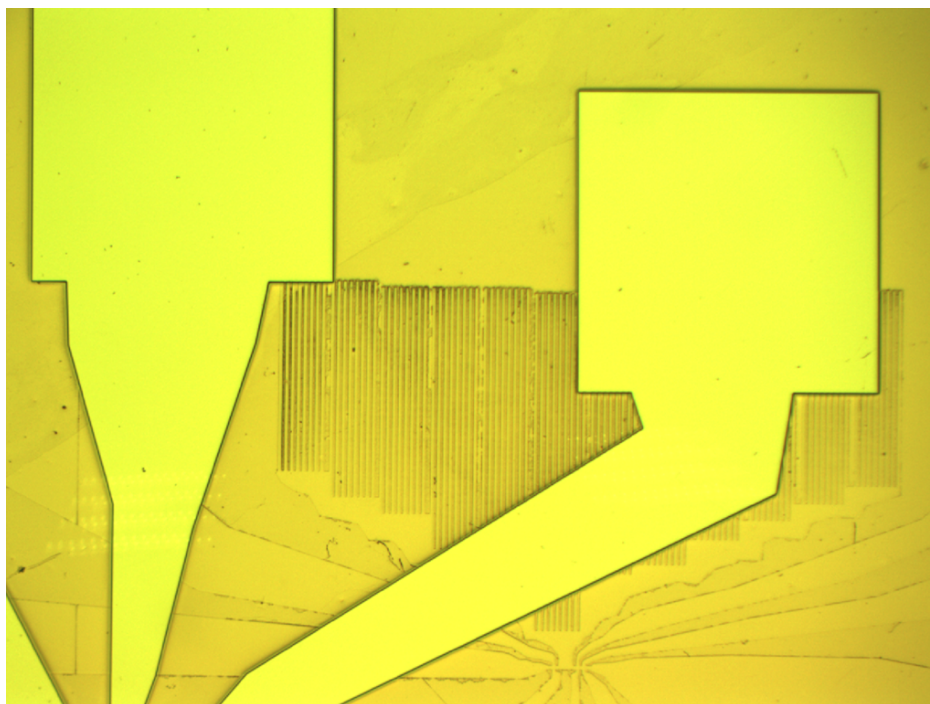


Рис. 4.4. (в цвете). Фотография структуры после травления. Область последней литографии, по которой производилось травление, отчётливо видно по цвету и тёмному контуру. История первой литографии на изображении видна в виде менее контрастного тёмного контура. Измерения структур с таким дефектом в данной работе не описываются.

водный раствор этих веществ) и даёт более гладкий профиль травления [34]. В работе используется следующий рецепт травителя: 1.0 г KI смешивается с 0.025 г I₂ и 3.1 мл раствора HBr, затем смесь разбавляется водой до объёма 100 мл. Для быстрого растворения всех элементов ёмкость с травителем на некоторое время помещается в ультразвуковую ванну. Скорость травления зависит в том числе от того, был ли размешан травитель перед тем, как порция его налита в ёмкость для разового травления структуры, а также от времени нахождения на свету. По этой причине, а также из-за неоднородной скорости травления разных слоёв ямы время травления подбирается экспериментально. При слишком быстром травлении раствор можно разбавить водой для уменьшения скорости процесса.

Глубину травления (и толщину других элементов, например, нанесённого резиста) грубым образом можно определить при помощи фокусирования микроскопа с максимальным увеличением поочерёдно на стравленной и нестравленной области с дальнейшим пересчётом требуемого для этого поворота ручки

Z-позиционирования микроскопа в высоту травления. Таким образом удавалось определить глубину травления с точностью около 30%. Для более точного контроля глубины травления используется атомно-силовой микроскоп.

При травлении необходимо убедиться, что во всей необходимой области образца квантовая яма стравилась ниже слоя HgTe. Для этого можно как использовать атомно-силовой микроскоп (АСМ) (рис. 4.5), так и пронаблюдать слой HgTe явно в электронный микроскоп (рис. 2.2 (b)). В нашей работе для этих целей используется АСМ в силу простоты метода. При анализе ямы необходимо убедиться, что она стравилась до нужной глубины в разных областях, так как скорость травления зависит в том числе и от площади процесса. Так, глубина травления у больших контактов может отличаться от глубины травления у микронной структуры (рис. 4.5). Работать с атомно-силовым микроскопом необходимо аккуратно, так как игла микроскопа способна проводить литографию на квантовой яме.

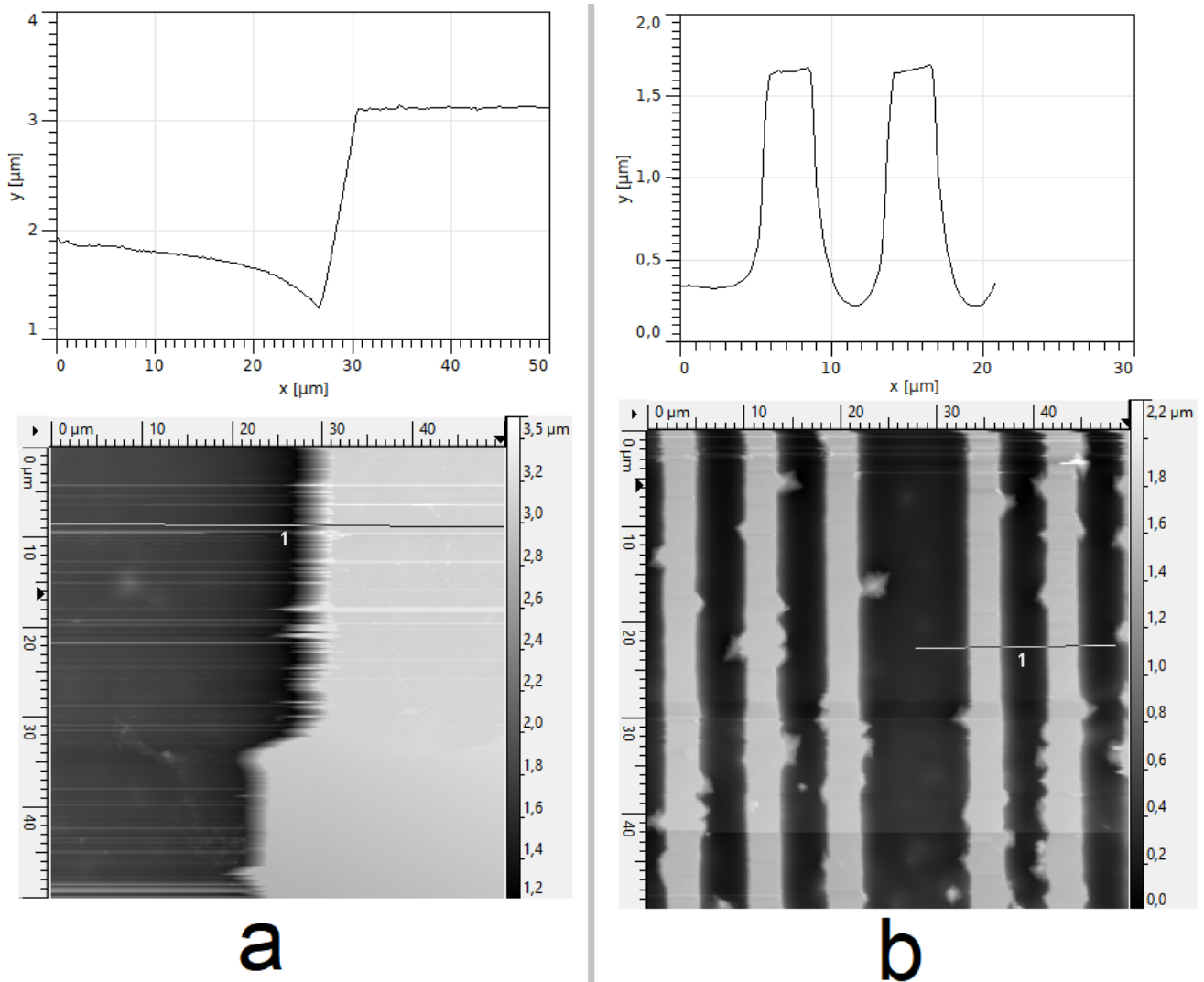


Рис. 4.5. АФМ изображение и профиль поверхности (а) области у контакта шириной 400 микрон и (б) области с полосками, каждая шириной 4 микрона. Детализированность изображения можно повысить, увеличив время сканирования. Так, область между полосками на рисунке (б) на самом деле имеет более угловатую форму.

Фотография структуры после травления и удаления остатков резиста ацетоном изображена на рис. 4.6. Травить структуру с мелкими элементами до подложки жидким травителем трудно, т. к. травление происходит не только в глубь структуры, но и в её бока, поэтому форма желаемой структуры деформируется.

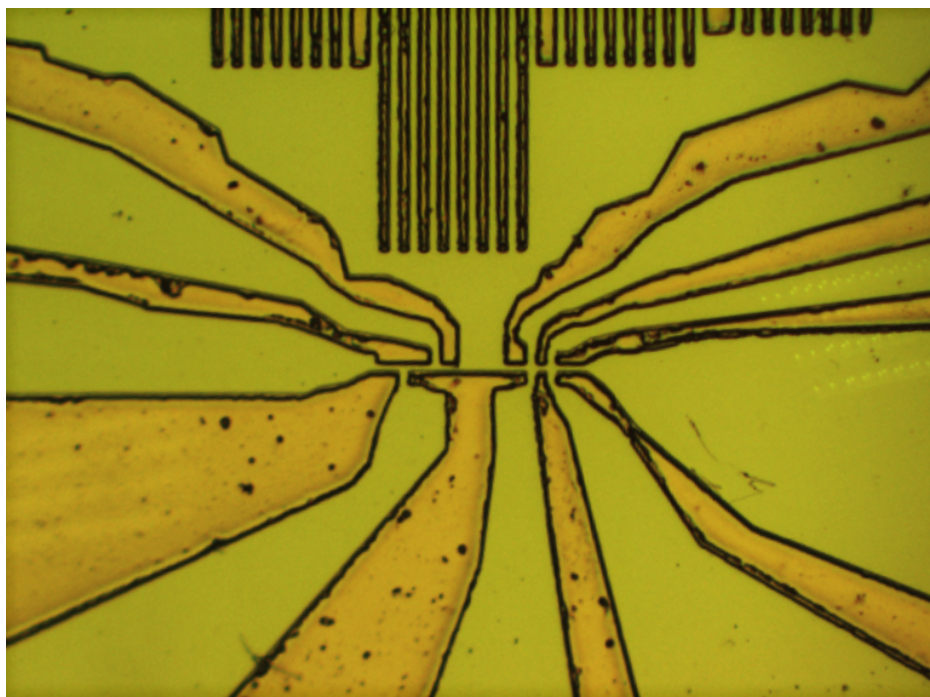
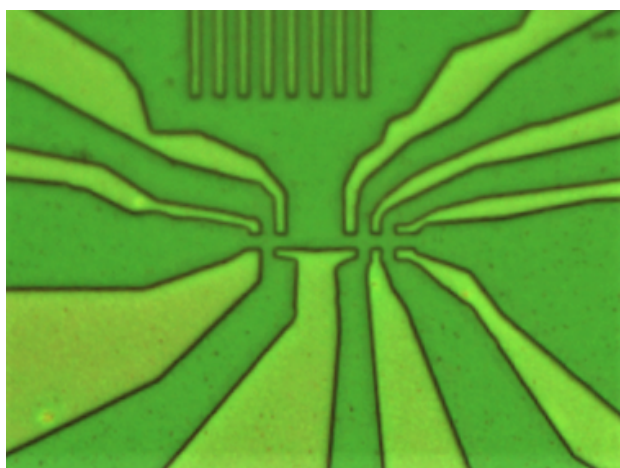


Рис. 4.6. (в цвете). Структура, стравленная на глубину около микрона.

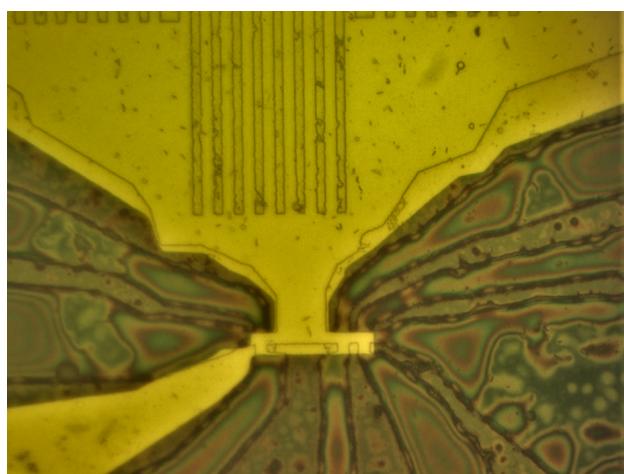
При литографии рисунка структуры используется фоторезист ФП-2506 фирмы «Фраст-М». Он наносится на подложку на спинере, раскрученном до скорости 6 тысяч оборотов в минуту, в течение 1 минуты. Затем сушится на печке при температуре 80°C 10 минут. При литографии используются следующие параметры литографа: мощность излучения 10 мВт, 50%. Такие величины подбирались экспериментально для данной марки резиста и поверхности подложки. При использовании других материалов параметры литографии необходимо корректировать.

4.2.6. Нанесение слоя индия и серебряной пасты на контакты перед диэлектриком

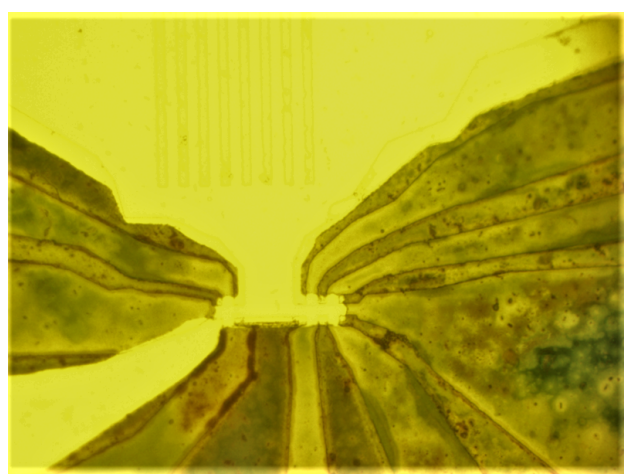
Для создания контактов к квантовой яме используется метод вжигания индия паяльником (об этом подробно написано ниже). При этом, стандартные методы, использующиеся в других лабораториях, подразумевают либо использование подзатворного диэлектрика, который можно избирательно удалить в области контактов чтобы вжигать индий непосредственно в слои квантовой ямы, либо деформацию этого диэлектрика жалом паяльника для получения доступа к слоям ямы. В данной работе используется новый метод, позволяющий получить качественные контакты к квантовой яме при использовании химически стойкого ко многим растворам подзатворного диэлектрика более



(a)



(b)



(c)

Рис. 4.7. (в цвете). (a) Парилен на поверхности образца, с которым после напыления диэлектрика не проводилось никаких действий. (b) Парилен с напылённым и протравленным кислотой слоем алюминия. Видны кольца Ньютона на вспучиваниях поверхности парилена. (c) Дегradировавшая поверхность структуры после повторного травления кислотой. Ширина мостика равна 4 микронам. Фотографии (b) и (c) сделаны последовательно на одном образце. Ярко-жёлтый цвет даёт свет осветительной лампочки, отражённый от поверхности алюминия. Все фотографии делались с разной экспозицией камеры

контролируемым образом. Для этого перед нанесением диэлектрика производится ещё одна литография, в которой проявляются области контактных площадок образца. Затем на образец напыляется тонкий (200-1000 нм) слой индия, который затем удаляется методом lift-off (о нём подробнее в главе изготовления затвора). Таким образом на всей площади контактных площадок

образуется слой индия, который при контакте с паяльником, предположительно, диффундирует всей своей площадью к области проводимости квантовой ямы. Это позволяет увеличить площадь контакта диффундировавшего индия, по сравнению с стандартной техникой вжигания индия, где индий находится только на кончике паяльника и не распределяется на всю площадь контакта.

В стандартной технике вжигания индия паяльником также имеется проблема доступа к поверхности квантовой ямы при использовании химически стойкого подзатворного диэлектрика. Эту проблему в данной работе решает нанесение капель серебряной пасты на контактные площадки. Высохнув, эта паста становится достаточно твёрдой. Её можно снять её единым куском с контактных площадок вместе с тонким слоем диэлектрика. При этой операции напылённый слой индия выступает также в роли буфера, не позволяющей отклеиваемой пасте серьёзно деформировать квантовую яму. Индий и серебряная паста, нанесённые на контактные площадки, позволяют при вжигании индия иметь прямой доступ к структуре.

4.2.7. Напыление диэлектрика

В качестве диэлектрика используется парилен (полипараксилилен). Этот материал удобен тем, что он инертен ко многим химическим веществам, в том числе к ацетону, некоторым кислотам и щелочам. Его адгезии к слою ртути-теллура и прочности тонкой плёнки достаточно для удобной работы с ним. Также он имеет хорошую адгезию к алюминию, позволяя использовать этот металл в качестве затвора. Золото имеет плохую адгезию с париленом, так что отклеивается от него в виде плёнки в ацетоне. Также этот материал имеет хорошие диэлектрические свойства, что позволяет использовать его в качестве подзатворного диэлектрика. Плёнка толщиной несколько микрон без заметных изменений выдерживает напряжение в десятки вольт.

Схема установки напыления изображена на рис. 4.8, фотография – на рис. 4.9. Образец и каретка с париленом помещаются в кварцевую трубку на разных её концах. Трубка откачивается форвакуумным насосом до давления около 1 торр. На вход форвакуумного насоса надета азотная ловушка, предотвращающая засорение насоса париленом и натекание паров масла из насоса

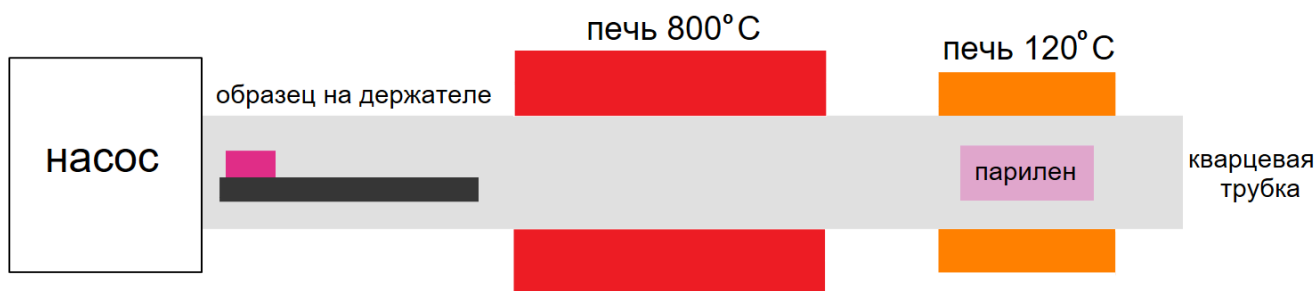


Рис. 4.8. (в цвете). Схема установки напыления парилена

в кварцевую трубку. Пространство между образцом и париленом нагревается печкой до температур $700-800^{\circ}\text{C}$, а парилен нагревается второй печкой до $100-120^{\circ}\text{C}$. При такой конфигурации парилен, стартуя с одной своей молекулярной фазы в каретке, последовательно переводится в несколько других фаз, последняя из которых оседает на подложке тонким, почти равномерным слоем. Неоднородность толщины нанесённого слоя оценочно составляет порядка 1 нм толщины на 10 мкм смещения вдоль подложки. Во время процесса напыления из-за большой длины кварцевой трубки и наличия в ней вакуума, образец не нагревается сильно выше комнатной температуры.

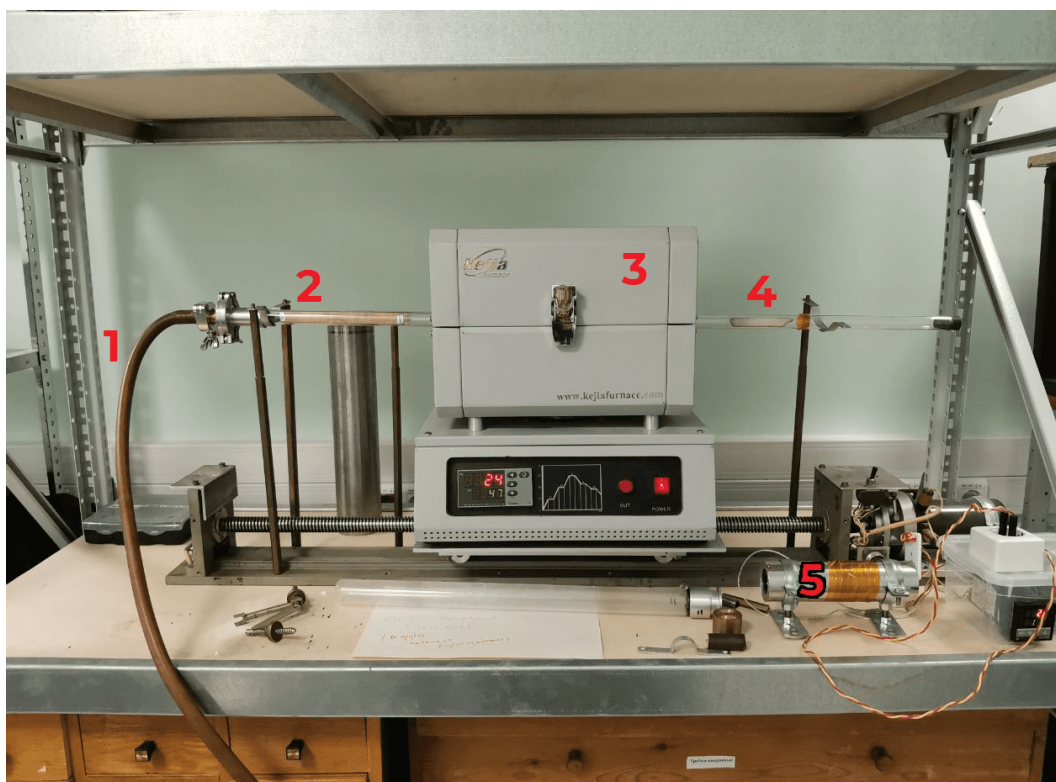


Рис. 4.9. (в цвете). Фотография установки по напылению парилена: 1 – шланг откачки насоса; 2 – край кварцевой трубки, в которой располагается образец; 3 – печь, нагреваемая до 800°C ; 4 – каретка с париленом, находящегося в ней в виде порошка; 5 – нагревательный элемент, надеваемый на трубку так, чтобы каретка с париленом оказалась внутри него

Контроль скорости напыления можно проводить, создав обратную связь при помощи кварцевого датчика, помещённого возле подложки, однако для наших целей такая точность контроля была бы излишней. В работе используется смотровой способ контроля толщины напыления: в процессе напыления парилена периодически меняется цвет структуры (рис. 4.10). Как правило, плёнка парилена напыляется до тех пор, пока подложка в третий раз не станет фиолетовой. Такой толщины хватает, чтобы плёнка не рвалась и не трескалась (рис. 4.11) под внешним воздействием струи ацетона, других жидкостей и воздуха, а также от кипящего ацетона.

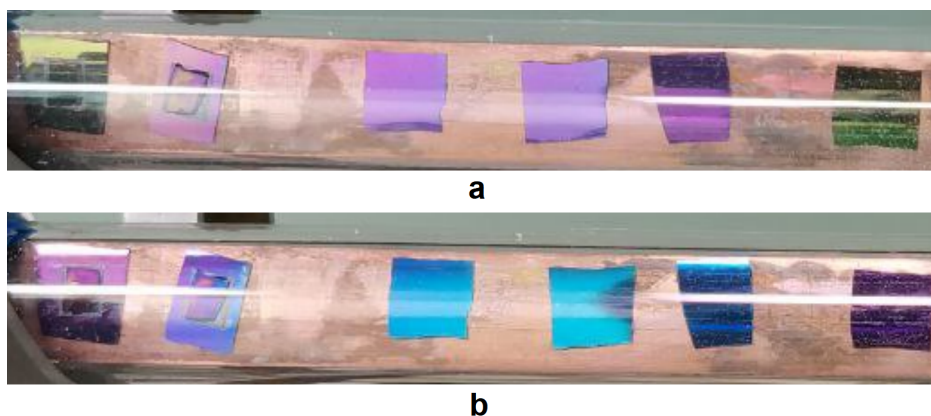


Рис. 4.10. (в цвете). Изменение цвета подложки в зависимости от времени и расстояния от источника парилена. Фотография (а) сделана на 25 секунд позже фотографии (b). На каждой снимке 4 правых подложки – подложки кремния, левые две – структуры теллурида ртути, приклеенные на кремниевые подложки. Фотографии сделаны примерно в одном ракурсе. Источник парилена расположен справа.

Напылённый парилен изображён на фото 4.7 (а). Не следует думать, что напылённый парилен при естественном освещении имеет зелёный цвет. Зелёный цвет он имеет на отражении при освещении жёлтым светом.

4.2.8. Нанесение затвора

Напряжение на затворе позволяет менять концентрацию носителей в структуре, а также уровень Ферми в системе. В качестве затворного электрода была выбрана плёнка распространённого и простого в обращении алюминия. Попытки напылить на парилен золото не удалось, т.к. этот металл имеет плохую адгезию с диэлектриком. Алюминий напылялся на подложку при помощи установки Plasys MEB550S, которая испаряет металл пучком ускоренных напряжением 10 кВ электронов. Температура подложки при этом остаётся комнатной. Такая установка позволяет напылять металл с нанометровым контролем толщины.

Затвор можно наносить двумя способами: нанести равномерный слой металла, а затем удалить ненужную часть, или нанести металл на парилен только в нужной области. В первом применяют травления, во втором – технологию lift-off.

Травление В работе использовались два способа травления – кислотный и щелочной. Поверхность структуры даже после напыления парилена остаётся

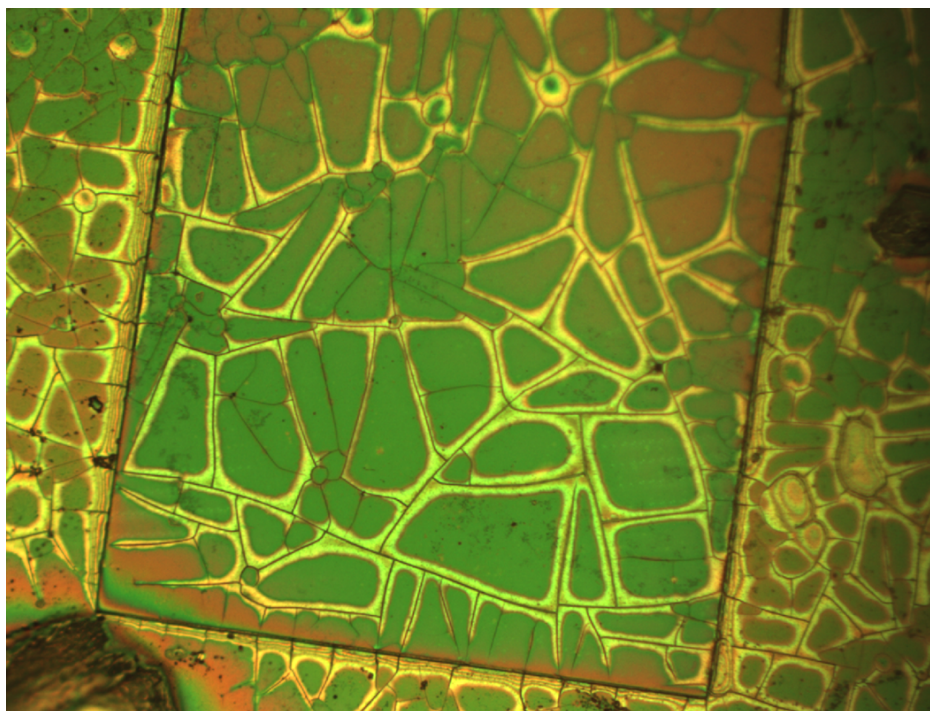


Рис. 4.11. (в цвете) Потрескавшийся парилен на поверхности квантовой ямы.

Толщина парилена соответствует первому синему цвету при напылении парилена (одна из самых маленьких толщин, которые можно напылить, ведя контроль напыления глазом). Парилен потрескался после того, как лежал в ванне с нагретым ацетоном. Нагрев был такой силы, что ацетон кипел, образуя пузырьки на образце. Возможно, именно кипение на образце привело к растрескиванию парилена. Через трещины под парилен смогла затечь жидкость (парилен, изопропанол или вода) при его промывке, которая спустя минуту после сушки струёй воздуха испарилась. Тем не менее, короткого замыкания структуры на затвор в этом образце не произошло, структура затвора не была нарушена. Напыление затвора произошло до растрескивания парилена.

ступенчатой, с перепадами высот, сопоставимыми с глубиной травления. Поэтому в обоих случаях для качественной литографии резист ФП-2506 наносился на малой скорости – 2.5 тысячи оборотов в минуту. Сушился резист стандартным образом, 10 минут при температуре 80°C .

Для кислотного способа использовался травитель на основе азотной кислоты $\text{HNO}_3/\text{H}_3\text{PO}_4$ [35]. Основная сложность в работе с ним в том, что азотная кислота охотно реагирует с квантовой ямой. Из-за её паров, случайно попавших в место хранения образцов, было потеряно несколько от-

носителем больших пластин квантовых ям. Несмотря на то, что парилена кажется непрерывной прочной плёнкой, не пропускающей в отсутствие трещин или других дефектов жидкость, в том числе травитель, азотная кислота вступает в реакцию с квантовой ямой (рис. 4.7). После повторного травления одной ямы её поверхность теряла цвет, приобретённый после напыления парилена, становилась более блестящей и тёмной. Терялось различие в цвете и матовости между стравленными и нестравленными областями, структура теряла свою мягкость, её невозможно было поцарапать небольшим надавливанием пинцета (в отличие от структуры, не подверженной влиянию азотной кислоты). По этой причине было решено отказаться от метода производства затвора путём травления его в азотной кислоте. Травление слоя алюминия толщиной 50 нм длилось около минуты.

Для щелочного способа использовался травитель на основе КОН. Разведя его в воде, удалось протравить слой алюминия толщиной 50 нм примерно за 1 минуту. КОН не реагирует с квантовой ямой и с париленом, однако медленно растворяет фоторезист, поэтому использование этого травителя оправданно тогда, когда не требуется проводить травление на литографии с минимальным размером элемента порядка микрона.

Lift-off В работе используется технология lift-off для нанесения затворного электрода на поверхность диэлектрика. Выполняется она в три действия:

- a) Производится литография нужной формы на поверхности парилена в два этапа. Сначала наносится специальный резист для взрывной литографии Microchem PMGI / LOR [36], он сушится стандартным образом, поверх него наносится слой резиста ФП-2506. После его сушки производится процесс литографии. Резист LOR наносится при скорости 4 тысячи оборотов в минуту, ФП-2506 – 6 тысяч оборотов в минуту. Если не использовать резист LOR, то алюминий отклеится от парилена не везде, где это необходимо. Проявляется двухслойный резист в том же проявителе, что использовался для травления структуры.
- b) Напыляется необходимая толщина (200 нм) алюминия на всю структуру. С одной стороны, слой такой толщины удаётся легко удалить

при помощи lift-off-метода, а с другой – обеспечивается устойчивое электрическое соединение затворной контактной площадки и самого затвора. Для уверенности в электрическом соединении контактной площадки и затвора к затвору подводятся две контактные площадки с разных сторон структуры. Если сопротивление между этими контактными площадками порядка нуля, они обе также соединены с затвором. Для надёжного соединения областей возле перепадов высот, напыление происходит под углом 30° к поверхности образца при постоянном вращении держателя образца вокруг своей оси.

- с) После напыления металла его необходимо удалить во всех местах, кроме места затвора. Алюминий прилипает к парилону в местах, где литографией был удалён резист, формируя затвор. Остальная часть алюминия напыляется на резист, который, растворяясь в снимателе резиста, уносит с собой плёнку алюминия.

Таким образом можно наносить затвор с элементами размером несколько микрон (рис. 4.12).

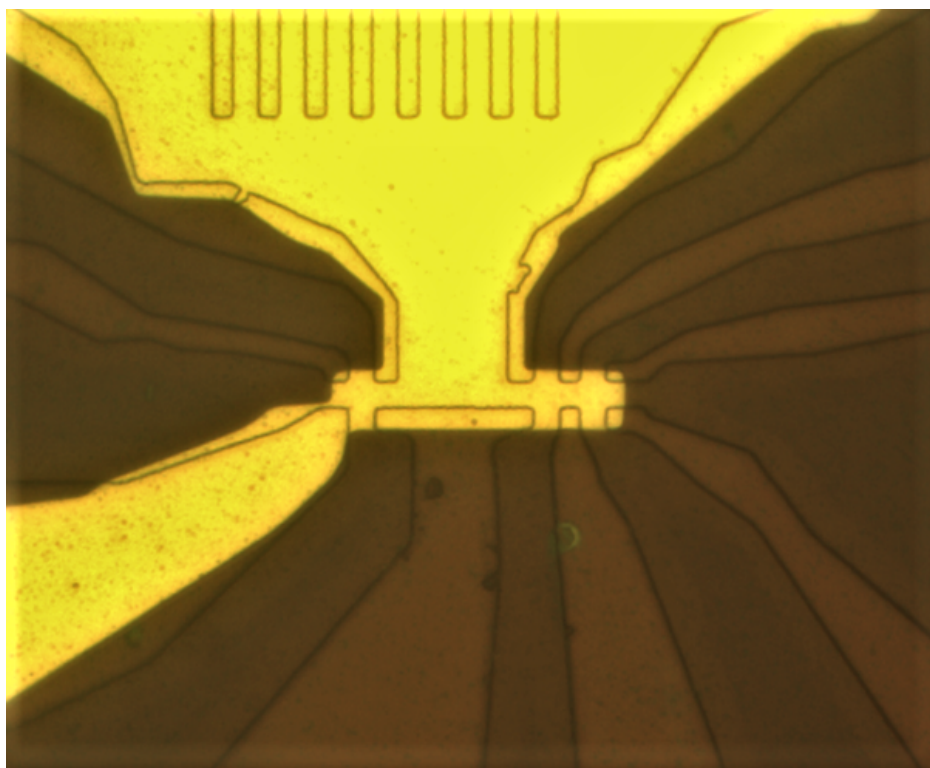


Рис. 4.12. (в цвете) Затвор, изготовленный технологией lift-off. Ширина мостика структуры 4 мкм

4.2.9. Создание индиевых контактов

Так как верхний слой квантовой ямы не проводит, а проводящий слой залегает на глубине порядка 100 нм от поверхности, отдельной проблемой становится создание контакта к двумерному электронному газу в квантовой яме.

Контакт можно осуществить, например, напылением металла на край структуры, вытравленной жидким травителем [14]. Создать контакт можно и другим способом: удалить верхний слой квантовой ямы (до проводящего слоя) при помощи аргоновой плазмы и, не вынимая образец из вакуума, напылить на него металлические контакты [16]. В работе используется модифицированный метод вжигания контактов в образец при помощи индия и паяльника [37, 32] (рис. 4.13).

После успешного изготовления затвора с контактных площадок удаляется засохшая серебряная паста вместе с париленом, лежащим на ней. Для этого образец помещается под микроскоп, и паста аккуратными движениями снимается единым куском с контактной площадки. Для удаления используется инсулиновый шприц, обладающий острой короткой иглой. Остатки пасты смываются ацетоном.

После этого паяльник, нагретый до 250° , с расплавленной тонкой каплей индия на жале, легко касается контактной площадки и удерживается в таком состоянии некоторое время. Индий успевает легировать контактную площадку, но не нагревает всю подложку.

На образцах, к которым индий припаивается с дополнительным охлаждением в виде элемента Пельте и компьютерного кулера (рис. 4.14), безопасное время нагрева определяется пропаданием росы с образца. Температура элемента Пельте подбирается таким образом, чтобы на образце конденсировались мелкие капли воды, которые испаряются примерно через 0.5-1.0 секунды после прикосновения паяльником к структуре.

На образцах, к которым индий припаивается без дополнительного охлаждения, это время определяется следующим образом: берётся ненужная пластина квантовой ямы такого же размера, так, чтобы с одной стороны она касалась пальца, с другой – паяльника; считается время, которое необходимо паяльнику, чтобы нагреть подложку до ощущения боли в пальце, касающегося

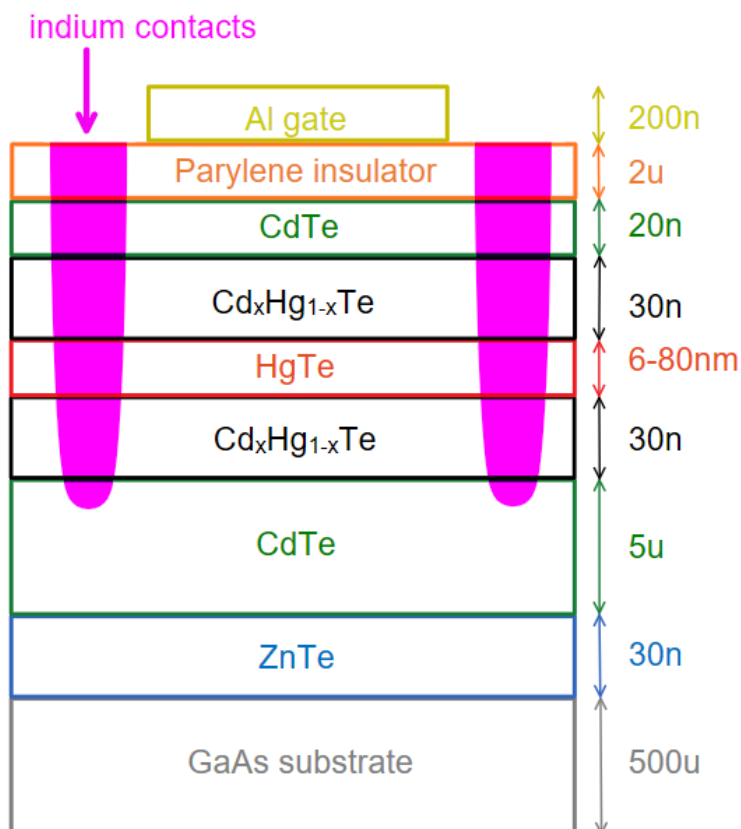


Рис. 4.13. (в цвете). Разрез квантовой ямы с нанесённым затвором и индиевыми контактами.



Рис. 4.14. (в цвете). Система охлаждения образца для припаивания индиевых контактов. Элемент Пельтье находится на радиаторе, охлаждаемом вентилятором. Образец, смонтированный на держатель измерительной установки, на холодной стороне Пельтье. Все элементы соединены термопастой.

подложки, но не паяльника; это время делится примерно на два-три. Таким образом, безопасное время получается равным примерно 1.0-1.5 секунды. Если считать, что боль человек чувствует при нагреве пальца до $50-60^{\circ}\text{C}$, то за время вдвое-втрое меньшее достижения ощущения боли, центр подложки, где расположена структура, не успевает сильно нагреться.

В работе припайка считается успешной, если при касании паяльником контакта на нём остаётся индиевая капля, которая затем убирается пинцетом. Для надёжности пайка осуществляется на каждом контакте несколько раз. Заметного изменения цвета области припайки не наблюдается. Если какой-то из контактов показывает большое сопротивление, то можно допаять структуру, смыв с неё ацетоном приклеенные после первой пайки серебряные контакты и пройдя паяльником по контактам ещё раз.

Создаются контактные площадки относительно большого размера (400×400 мкм), с расстоянием между контактами не менее ширины контакта. Если для пайки использовать паяльник с тонким жалом, припаяться к такому контакту не составляет большого труда. Для удобства пайки жало паяльника можно взять при помощи плоскогубцев. Для пайки более мелких контактов можно использовать жёсткую проволоку, накрученную на жало паяльника. Для комфортной работы по вжиганию индия удобно использовать современные паяльники с тонким жалом и системой нагрева, расположенной непосредственно у конца жала.

Таким образом удаётся создавать контакты к двумерному электронному газу в квантовой яме с сопротивлением менее 100 кОм, измеренным по двухточечной схеме при нулевом затворе и комнатной температуре.

4.2.10. Монтирование образца в держатель для измерений

Для измерений применяется установка CFMS.

Для соединения контактных площадок образца и держателя в работе используется тонкая золотая проволока и проводящая серебряная паста. Толщина проволоки подбирается из соображений удобства работы: чем толще проволока, тем сложнее её сломать, но чем она тоньше, тем легче гнётся в нужных местах. В работе используется проволока толщиной 20 микрон. Для манипу-

ляций с проволоками используется тонкий пинцет, а для переноса серебряной пасты на контактные площадки – деревянная шпажка для гриля с намотанной на неё тонкой проволокой. Шпажкой удобно манипулировать благодаря её длине и малому весу.

В работе используются два удобных способа соединения контактных площадок на образце и на держателе:

1. В первом способе золотые проволоки нарезаются на нужное количество кусочков почти произвольной длины острыми маникюрными ножницами, затем на контактных площадках ставятся капли, к которым одним концом подносятся проволоки. Паста смачивает проволоки, поэтому они охотно пристают к нужному контакту. Из-за смачивания трудно осуществить процесс в другом порядке: если сначала положить проволоку на контакт, а затем попытаться капнуть на этот контакт пастой, то проволока прилипнет не к контакту, а к шпажке. После высыхания всех капель на держателе (~ 1 час) проволоки можно гнуть, обрезать до нужной длины и подводить к контактным площадкам на образце. Из-за упругости проволоки и закрепления одного конца на стороне держателя образца при поднесении пасты к месту контакта проволоки и образца золотая проволока остаётся на месте и приклеивается.
2. Второй способ требует предварительной нарезки проволоки нужной длины для каждой пары соединяемых контактов. После нарезки проволоки капли пасты ставятся одновременно и на держателе, и на образце, а затем проволоки подобранной длины кладутся на эти капли. Из-за смачивания отрезки проволоки приклеиваются к нужным местам. Этот метод сложен тем, что для каждого образца необходимо нарезать новые фрагменты проволоки, что отнимает время. Такой вариант нарезки также подразумевает возможность касания проволоки и поверхности образца не в области контакта. Для исключения возможных закороток, для расклейки используется первый метод, позволяющий загнуть проволоку так, чтобы она касалась образца только в области контакта.

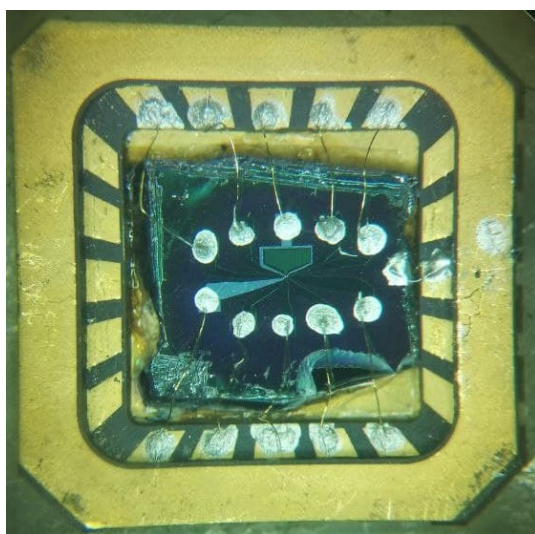


Рис. 4.15. (в цвете). Образец, смонтированный в измерительный держатель. К нему подведены золотые проволочки, приклеенные к контактными площадкам. Размер стороны измерительного держателя около сантиметра, длина структуры около 5 мм

Глава 5. Методы измерения

Измерения проводятся в Центре высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В.Л. Гинзбурга. Для них используется установка mini-CFMS (Cryogen Free Measurement System) и CFMS [38] (рис. 5.1). Охлаждение установки производится по замкнутому циклу, что значительно облегчает процесс измерений. Для старта измерений одному человеку нужно потратить около 10 минут времени, а для охлаждения образца до 3 К требуется около 3-4 часов. Система может поддерживать температуру образца в пределах 1.6-300.0 К и магнитное поле в пределах 0-16 Тл (CFMS) и 0-5 Тл (mini-CFMS). Температура поддерживается заданной при помощи автоматической регулировки потока газообразного гелия и нагревателя, установленного как в основном объёме криостата, так и непосредственно у образца. Разъём в этой установке подходит для многих типов вставок.

О. А. Соболевским, сотрудником центра, была написана программируемая среда работы с этой установкой, что сильно упростило процесс измерений. Возможно программирование этой системы и её автономная работа по заданной программе. Единственное, что пока невозможно реализовать программным образом – переключение контактов на образце, но это, вероятно, будет реализовано в дальнейшем.

Для измерений на переменном токе используется схема, изображённая на рис. 5.2 (а). На ней на образец подаётся переменный сигнал при помощи источника напряжения синхронного детектора (лок-ина) через задающий резистор 1-10 МОм. Сопротивление задающего резистора подбиралось так, чтобы оно было много больше сопротивления схемы. При помощи четырёх лок-инов с согласованной фазой снималось дифференциальное напряжение на образце в четырёх парах точек. Напряжением на затворе управлял источник постоянного напряжения. Все измерения проводились на частоте 3-18 Гц, которая подбиралась из соображения некратности частоты электрической сети и минимальности фазы сигнала. При этом, зависимость измеряемого сигнала от частоты была слабой. У всех приборов была общая земля, соединение

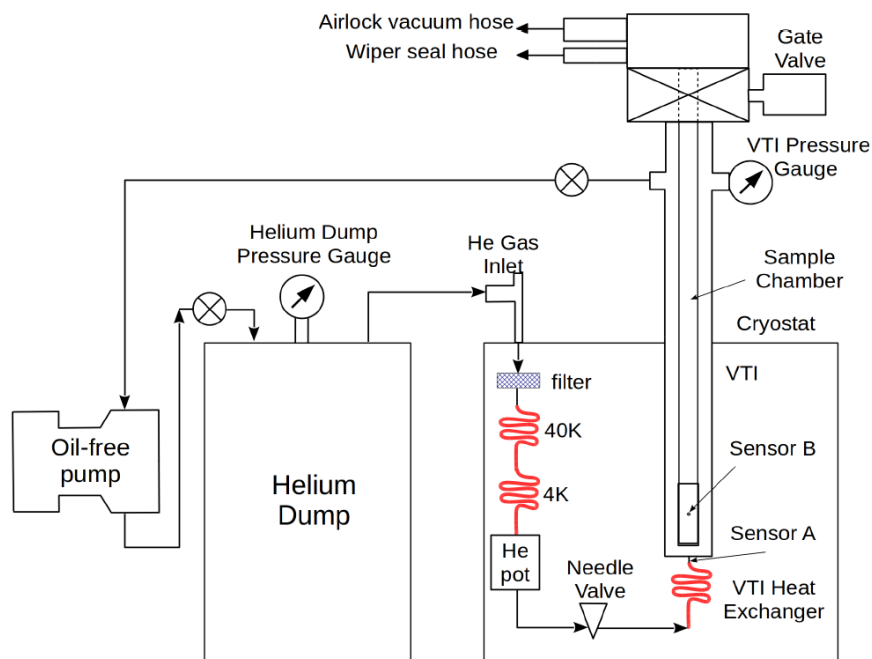


Рис. 5.1. (в цвете) Схема установки CFMS из диплома [38]

реализовано при помощи коаксиальных проводов.

Для измерения на разных гармониках использовалась встроенная в лок-ин функция, позволяющая считывать кратные заданной частоте тока гармоники. Далее в тексте работы амплитуды величин, измеренных на первой гармонике, будут писаться без индекса, вторая гармоника – с верхним индексом (2), третья – с индексом (3) и т. д.

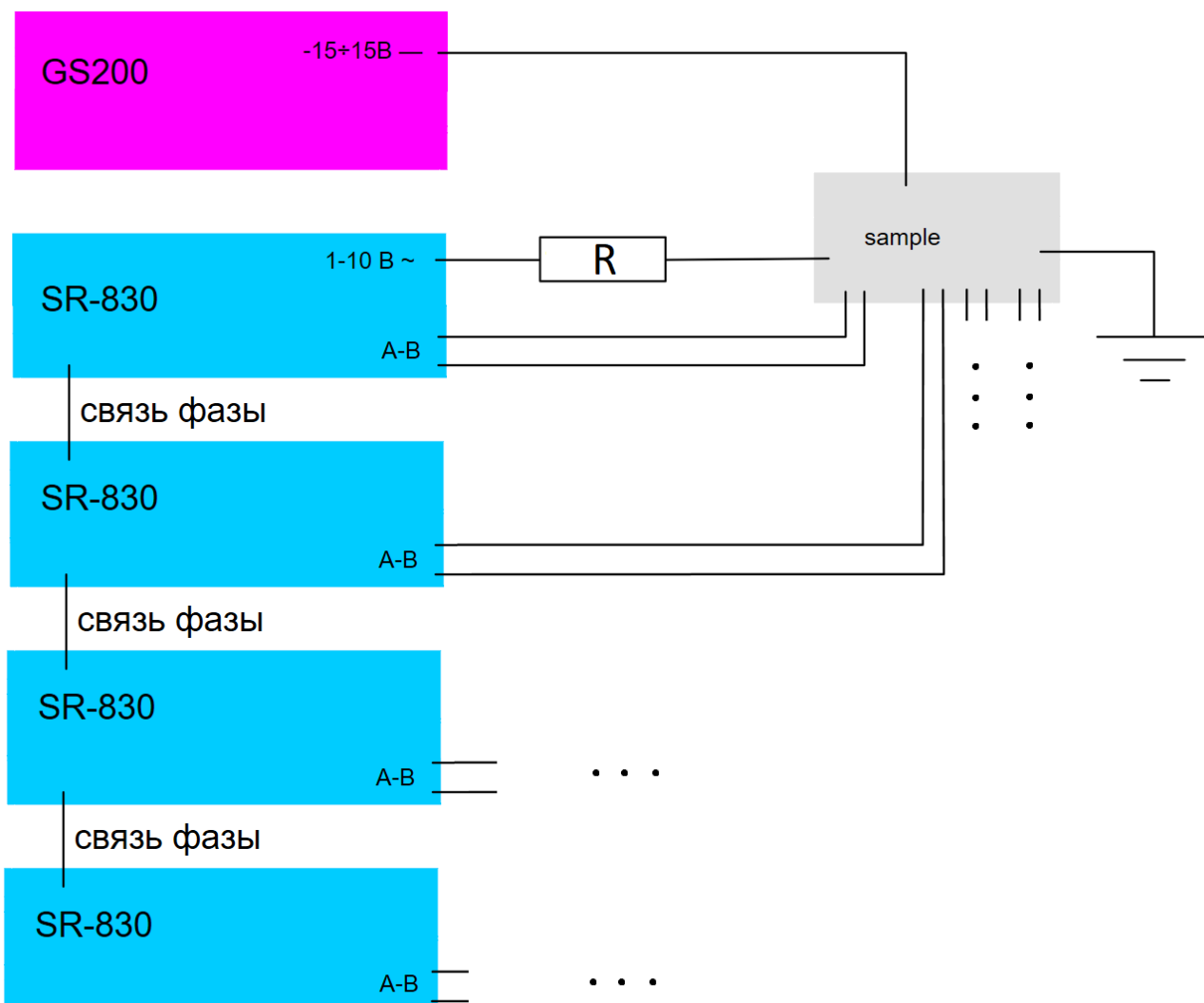


Рис. 5.2. (в цвете). Измерительная схема на переменном токе. GS200 – источник напряжения фирмы Yokogawa. SR-830 – синхронный детектор фирмы Stanford Research Systems. Задающий ток резистор R имеет сопротивление 1-10 МОм

Глава 6. Результаты

6.1. Транспортные свойства структуры с длинным краем

Измерения транспортных свойств проводилось на образце КРТ151214 с заявленной толщиной ямы 8,3 нм.

Дизайн структуры и её фотография в металлографический микроскоп изображены на рис. 6.1. Структура квантовой ямы в данной геометрии имеет длинный край, полностью покрытый затвором.

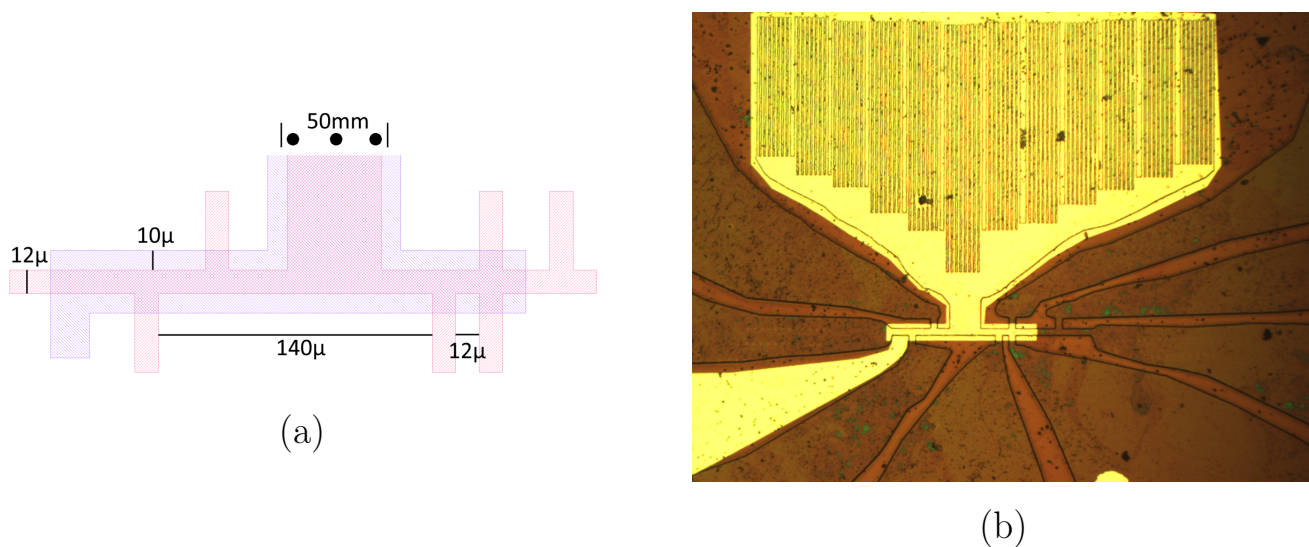


Рис. 6.1. (в цвете). Структура с длинным краем. (а) Схематическое изображение в масштабе; розовым цветом изображена нестравленная область квантовой ямы, синим штрихом – область затвора. (b) Фотография структуры в металлографический микроскоп; жёлтым цветом выделяется слой затвора, насыщенным оранжевым – стравленная область квантовой ямы, бледно-оранжевым – нестравленная область. Контакты к затвору имелись с двух сторон структуры: с нижней и с верхней.

Для всех измерений этой структуры использовался усилитель, с входным сопротивлением 100 МОм, так как сопротивление структуры в точке зарядовой нейтральности составляет около 1 МОм. Измерения проводились на токе 100 нА, в области которого вольт-амперная характеристика линейна, на частоте около 10 Гц.

Все измерения при низкой температуре, кроме температурных зависимостей, проводились при 3 К.

6.1.1. 2-точечные измерения при $T = 300$ К

Стандартное двухточечное измерение показало, что сопротивление между всеми контактами квантовой ямы < 100 кОм. Сопротивление между контактами к квантовой яме и каждым контактом к затвору порядка 100 МОм.

6.1.2. 2-точечные измерения при $T = 3$ К

Измерения при низких температурах и нулевом напряжении на затворе показали, что сопротивление по двухточечной схеме на всех необходимых для измерения контактах квантовой ямы составляло $\lesssim 100$ кОм, закоротка структуры на затвор отсутствовала.

6.1.3. Локальные измерения при $T = 3$ К

Локальные измерения при низкой температуре и нулевом магнитном поле показаны на рис. 6.2.

Измерения показывают точку зарядовой нейтральности (напряжение, при котором уровень Ферми находится в объёмной щели) при напряжении на затворе $V_g = 2$ В. Локальное сопротивление между измеряемыми контактами составляет порядка 1 МОм, что на полтора порядка больше кванта сопротивления. Это связано с тем, что расстояние между потенциальными контактами велико и, соответственно, на краю имеется большое рассеяние, приводящего к подобному росту сопротивления.

6.1.4. Нелокальный сигнал

Нелокальный сигнал измерялся во многих конфигурациях подключения контактов. Все измерения имеют одни и те же особенности. На всех нелокальных измерениях присутствует большой сигнал в точке зарядовой нейтральности. На рис. 6.3 изображены результаты измерений нелокальной проводимости в двух геометриях: где потенциальные контакты находились на пути следования тока по короткому и длинному краю.

На графике видно, что нелокальный сигнал в обоих случаях падает почти до нуля в области напряжений на затворе, далёких от точки зарядовой нейтральности (ТЗН). Падение сопротивления до нуля свидетельствует о вкладе в сигнал преимущественно краевых состояний топологического изоля-

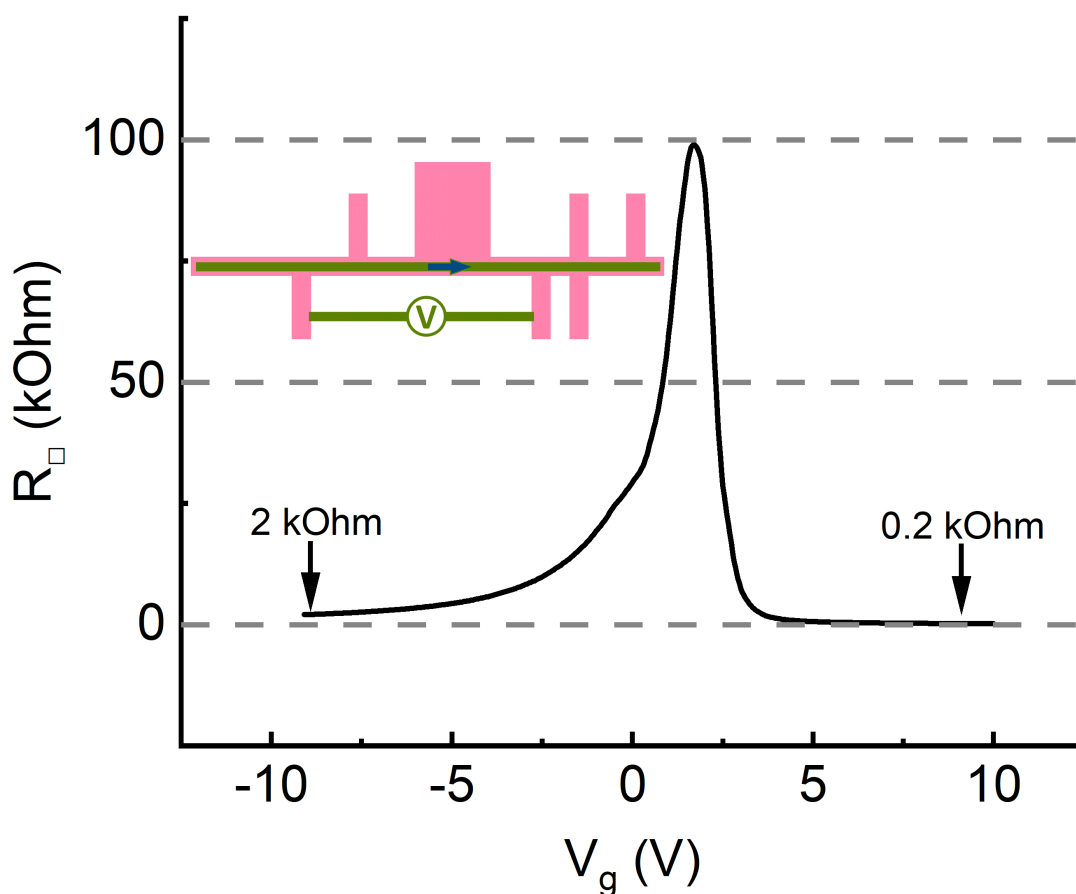


Рис. 6.2. (в цвете) Локальные сопротивления структуры с длинным краем. Схема измерений изображена на вставке. здесь $R_{\square} = V/(I * \gamma)$, где V – измеренное напряжение на лок-ине на первой гармонике, I – ток, текущий через структуру, γ – геометрический фактор, равный отношению расстояния между потенциальными контактами к ширине мостика Холла в части без меандра

тора. Ненулевое значение напряжения связано с конечным сопротивлением вольтметра – при отключении усилителя на 100 МОм, сопротивление вдали от ТЗН повышалось на порядок, равный отношению внутреннего сопротивления вольтметра с усилителем и без него.

Синий график показывает сопротивление в геометрии, где вольтметр подключён на короткий край, красный – на длинный край. Сопротивления на двух графиках, измеренных в точке зарядовой нейтральности, отличаются в 20 раз: при расположении вольтметра на коротком крае через него течёт гораздо боль-

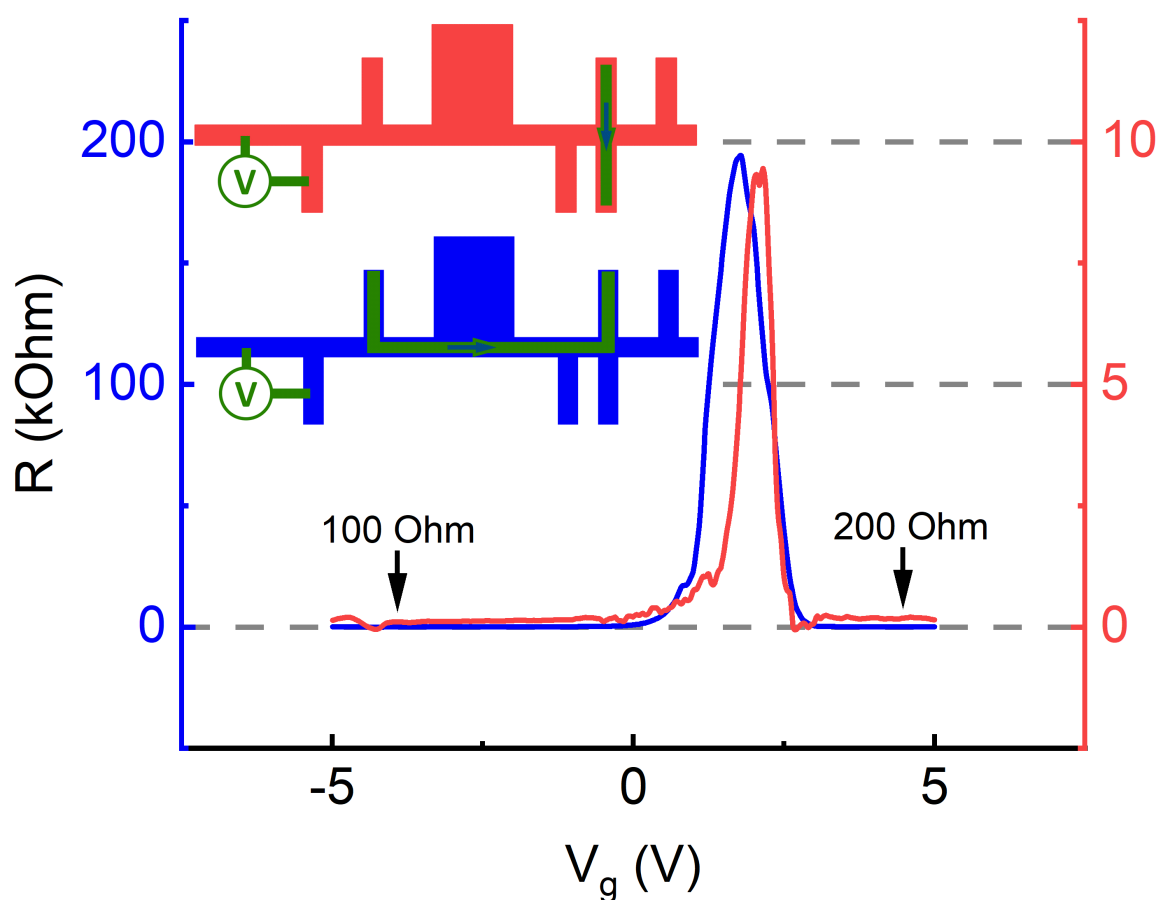


Рис. 6.3. (в цвете). Нелокальные сопротивления структуры с длинным краем. Схема измерений изображена на вставке цветом, соответствующим графиком. Здесь $R = V/I$, где V – измеренное напряжение на лок-ине на первой гармонике, I – ток, текущий через структуру

ше тока, чем при расположении вольтметра на длинном крае. Это свидетельствует о том, что изначальное предположение о поведении короткого и длинного края верно: через короткий край в данной структуре течёт на порядок больше тока, чем через длинный. Тем не менее, периметр длинного края составляет порядка 10 мм, а короткого – 100 мкм, что на 2 порядка меньше. Отличие сопротивления лишь на порядок вызвано остаточной проводимостью по объёму. Ожидается, что при понижении температуры отношение сопротивлений должно стремиться к отношению периметров.

6.1.5. Температурная зависимость нелокального сопротивления

Ещё одним подтверждением краевого распространения тока является температурная зависимость нелокального сопротивления, измеренного в точке зарядовой нейтральности, на рис. 6.4.

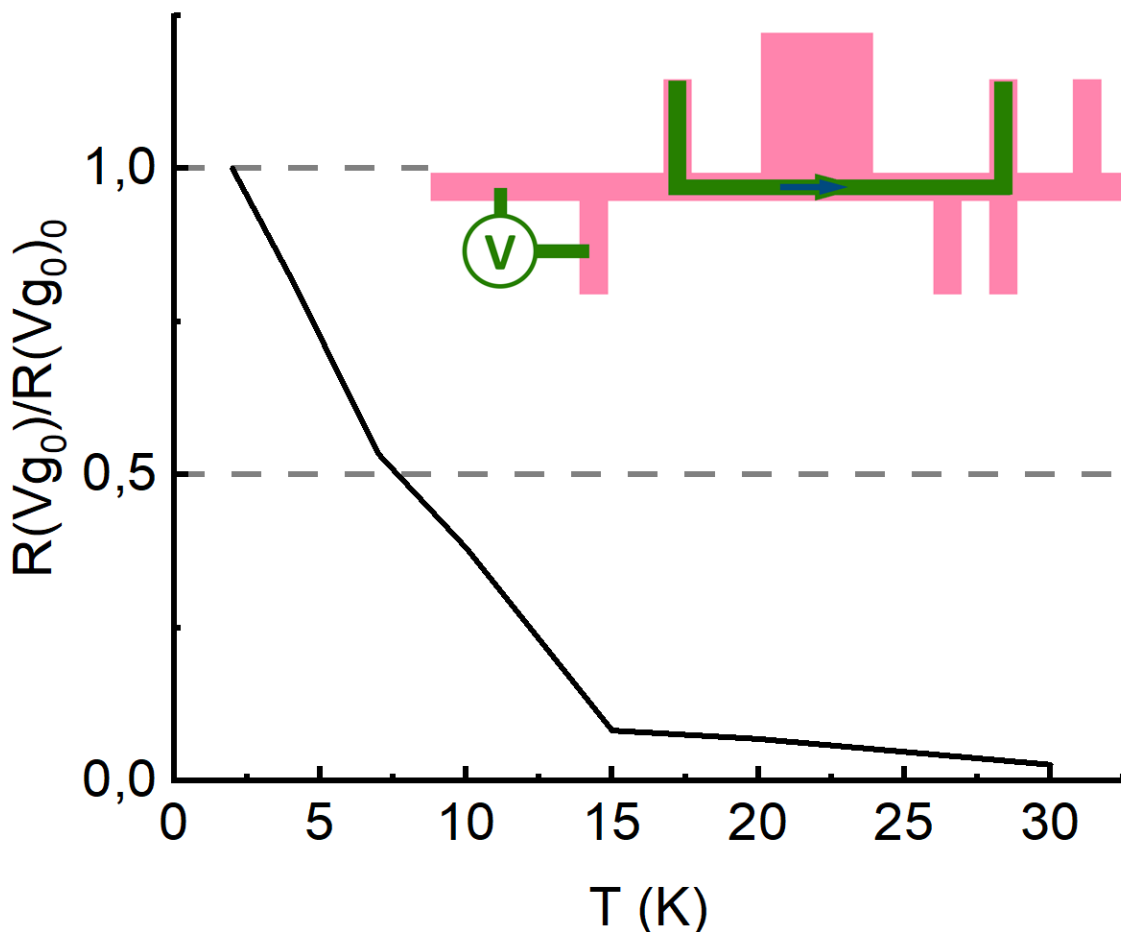


Рис. 6.4. (в цвете). Зависимость нелокального сопротивления структуры с длинным краем от температуры в точке зарядовой нейтральности. Схема измерений изображена на вставке. Здесь на вертикальной оси изображено отношение сопротивления $R(V_{g0}) = V/I$ в точке зарядовой нейтральности к этому же сопротивлению при температуре 3 К, где V – измеренное напряжение на лок-ине на первой гармонике, I – ток, текущий через структуру

При повышении температуры падает объёмное сопротивление ямы, что приводит к шунтированию нелокальной схемы и уменьшению сопротивления.

6.1.6. Концентрация и подвижность

Были проведены магнитные измерения для определения концентрации и подвижности носителей в зависимости от напряжения на затворе (рис. 6.5).

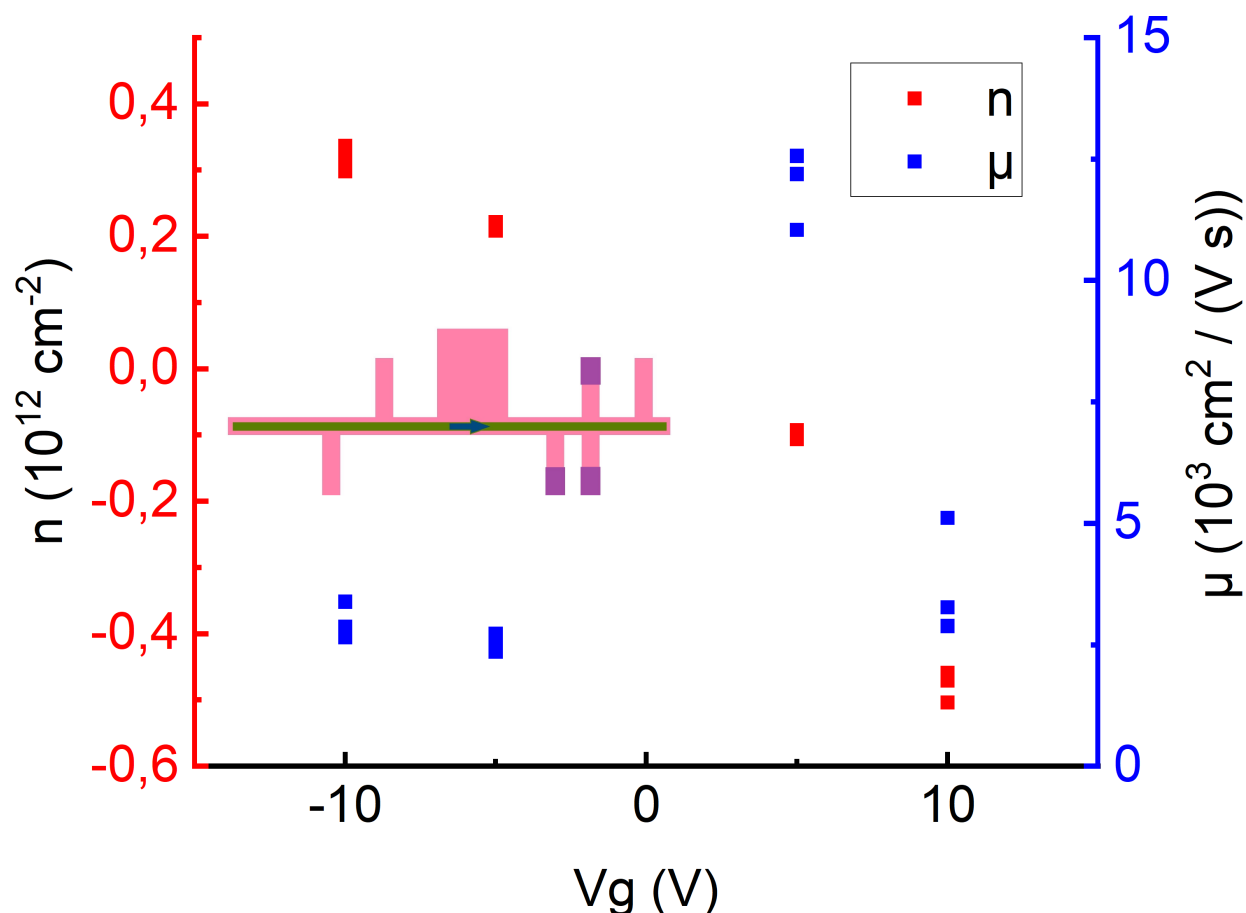


Рис. 6.5. (в цвете). Зависимость концентрации и подвижности носителей структуры с длинным краем от напряжения на затворе. Схема измерений изображена на вставке. Фиолетовым цветом обозначены контакты, с которых снималось напряжение. Они расположены поодаль от меандра, так что его влияние на измеренные данные вдали от точки зарядовой нейтральности малы. Здесь положительные концентрации обозначают концентрацию дырок, отрицательные – концентрации электронов

Концентрация считалась по наклону зависимости $R_{Hall}(B) = B/ne$. Концентрации типичны для подобных квантовых ям. Наклон холловского сопротивления брался в малой окрестности нуля, где наблюдалась линейная зависимость сопротивления от магнитного поля. Концентрация носителей

возле точки зарядовой нейтральности связана с частичной компенсацией электронов и дырок, поэтому точек на графике в этой области нет. Видно, что зависимость концентрации от напряжения на затворе близка к линейной.

Если положить, что концентрация от напряжения зависит по закону $n(V_g) = V_g \varepsilon \varepsilon_0 / (ed) + n_0$, а диэлектрическая проницаемость парилена $\varepsilon = 2.65$ [39], то по графику 6.5 можно восстановить толщину парилена $d = 400$ нм. По порядку величины она соответствует толщине напыления.

Подвижность рассчитывалась по формуле $\mu = dR_{xy}/dB(0) \gamma / R_{xx}(0)$, геометрический фактор γ положен равным единице в данной геометрии. Подвижность носителей в данной структуре меньше на порядок, чем подвижность электронов в других структурах [34].

6.1.7. Температурная зависимость локального сопротивления в точке зарядовой нейтральности

Из формулы сопротивления для высоких температур $R(T) = R_0 \exp \Delta / (2kT)$ легко получается величина щели. В данном образце она равна $\Delta = 2.5$ мЭв = 26 К (рис. 6.6).

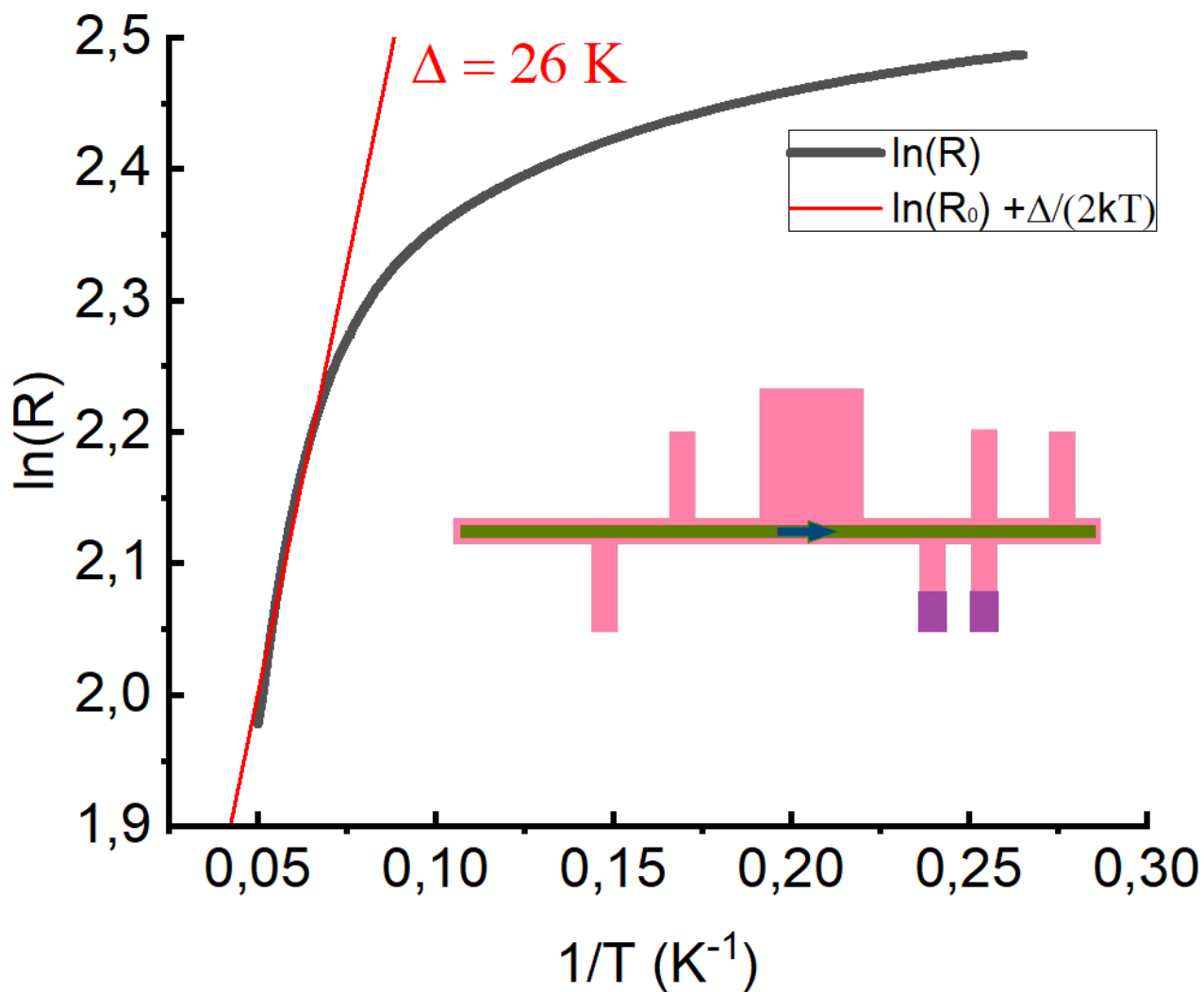


Рис. 6.6. (в цвете). Температурная зависимость локального сопротивления в нулевом магнитном поле в точке зарядовой нейтральности. Схема измерений изображена на вставке, фиолетовым цветом обозначены контакты, с которых снималось напряжение

6.2. Детектирование спинового тока

Структура для детектирования спинового тока, созданного длинным краем, изготовлена на основе квантовой ямы КРТ210126 с толщиной слоя HgTe 8,1 нм. Измерения проводились на переменном токе частотой порядка 10 Гц, при помощи синхронных детекторов со входным сопротивлением 10 МОм, без внешних усилителей. Если не оговорено иное, температура измерений 3 К, внешнее магнитное поле 0 Тл. Схема образца и фотография в металлографический микроскоп показаны на рис. 6.7.

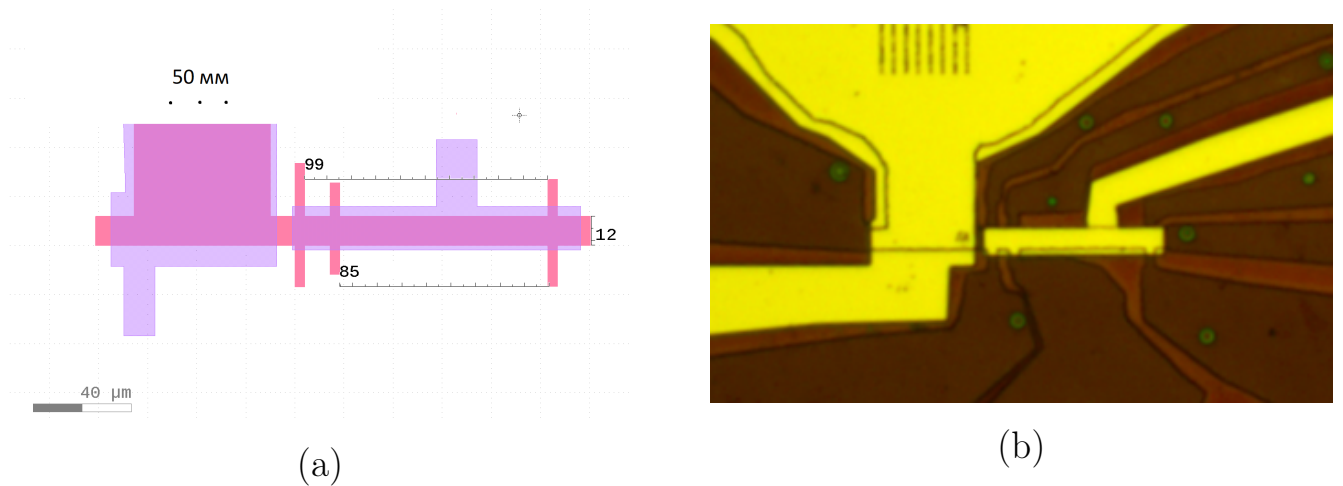


Рис. 6.7. (в цвете). Структура для регистрации спинового тока. (а) Схематическое изображение в масштабе; розовым цветом изображена нестравленная область квантовой ямы, синим штрихом – область двух затворов. (б) Фотография структуры в металлографический микроскоп; жёлтым цветом выделяется слой затвора, насыщенным оранжевым – стравленная область квантовой ямы, бледно-оранжевым – нестравленная область. Периметр меандра составляет порядка 50 мм

6.2.1. 2-точечные измерения при $T = 300$ К

Двухточечные измерения показали, что электрическое соединение между двумя контактными площадками левого затвора присутствует, то есть затвор - связный. Из-за ограничения по количеству контактов в измерительной установке, не было второго контакта к правому затвору. Тем не менее, дальнейшие полевые измерения показали работоспособность правого затвора.

Двухточечные измерения показали, что сопротивление между всеми контактами квантовой ямы < 100 кОм. Сопротивление между контактами к квантовой яме и каждым контактом к затвору порядка 100 МОм, что соответствует ранее исследованным образцам.

6.2.2. 2-точечные измерения при $T = 3$ К

Двухточечные измерения при низких температурах показали сопротивления на всех контактах квантовой ямы $\lesssim 100$ кОм. Закоротка структуры на правый затвор отсутствовала.

По какой-то причине левый затвор имел сопротивление на структуру порядка 100 кОм. Такое сопротивление было активным омическим, не зависело от частоты подаваемого тока на затвор. Объяснить такое маленькое сопротивление не удалось. Тем не менее, в отсутствии нагрева активное сопротивление такого размера между структурой и затвором не должно влиять на измеряемые на второй гармонике величины. После измерения и отогрева образца сопротивление между структурой и левым затвором вновь стало большим.

6.2.3. Нелокальные измерения при $T = 3$ К

При нелокальных измерениях образец показывает схожие с другими образцами топологического изолятора, зависимости сопротивления от напряжения на затворе.

6.2.4. Измерения на второй гармонике

Для измерений на второй гармонике использовалась геометрия, изображённая на рис. 6.8. Здесь и далее в данных будут фигурировать следующие величины: Vn_R , Vn_X , Vn_Y , Vn_theta , где цифра n может быть равной 1, 2, 3, 4 – номерам лок-инов, соответственно. Для интерпретации этих величин следует знать, как работает цифровой лок-ин. При подаче на потенциальные контакты сигнала, сдвинутого по фазе на φ относительно внутренней фазы лок-ина, совпадающей с фазой задающего ток напряжением, сигнал Vn_R будет означать амплитуду считываемого напряжения, Vn_theta – его фазу относительно внутренней фазы лок-ина, а Vn_X и Vn_Y будут равны, соответственно, $Vn_R \cos \varphi$ и $Vn_R \sin \varphi$. В работе также будут фигурировать величины Rn_R , Rn_X , Rn_Y . Они равны, соответственно, величинам Vn_R , Vn_X , Vn_Y , делённым на ток, текущий через структуру. Верхним индексом (m) будет в данной работе обозначаться номер гармоники m , на которой измеряется сигнал (при отсутствии индекса подразумевается измерение на первой гармонике если не упомянуто иное).

Измерения на 4 лок-инах при нулевом поле и температуре 2.6 К

На рис. 6.9 изображены 4 пары графиков, на которых изображены величины $Rn_Y^{(2)}$ и $Vn_theta^{(2)}$ при температуре 2,6 К, нулевом магнитном поле и токе $5 \mu A$. По фазе каждого из сигналов, равной $\approx \pm 90^\circ$, видно, что сигнал состоит преимущественно из Y-компоненты. Такая фаза согласуется

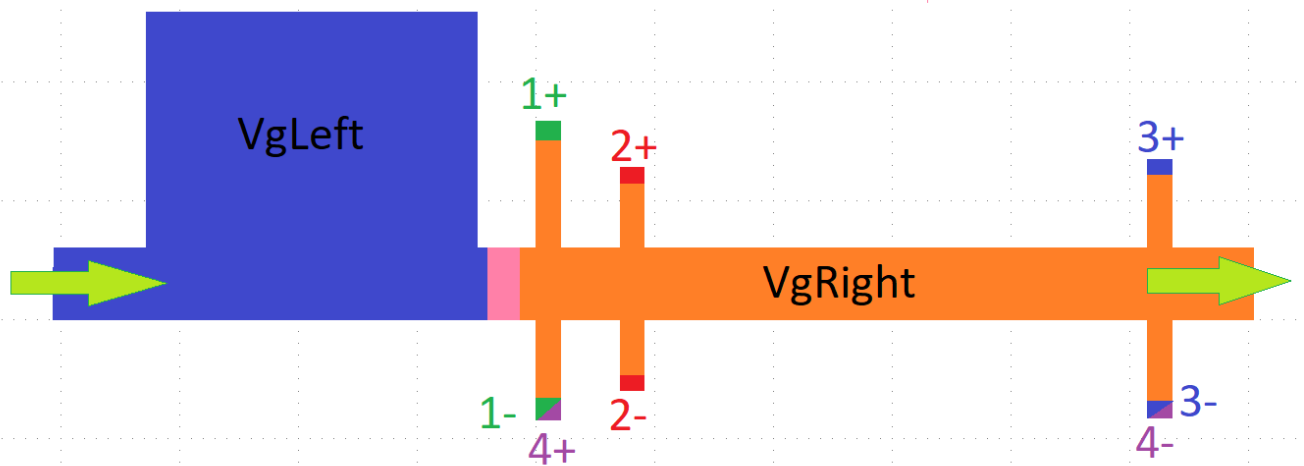


Рис. 6.8. (в цвете). Схема измерений структуры для измерения спиновой поляризации тока. Цифрами и цветами обозначены контакты соответствующих лок-инов, стрелками указано направление переменного тока. Знаками плюс и минус обозначен порядок подключения контактов к дифференциальному входу лок-ина. Затвор, покрывающий левую часть образца, обозначен синим цветом, подписан как $VgLeft$; покрывающий правую часть обозначен оранжевым цветом, подписан как $VgRight$. Не покрытая затвором часть образца обозначена розовым цветом.

с предположением о пропорциональности сигнала модулю электрического тока, так как сигнал $|\sin(\omega t)|$ на второй гармонике пропорционален сигналу $\cos(2\omega t)$, сдвинутому по фазе на 90° относительно фазы электрического тока $\sin(\omega t)$, которая в данной системе равна внутренней фазе лок-ина.

Также видно, что продольная току компонента заметно меньше каждой из поперечных даже при том условии, что расстояние между потенциальными контактами на 4м лок-ине составляет около десяти ширин мостика Холла.

Основной особенностью на графике является отчётливо выраженный пик в области $VgLeft = 0.9$ В, $VgRight = 0.6$ В. Помимо этого графикаи фазы показывают, что сигнал меняет свой знак на чётко видимой линии.

На графике 6.10 показана зависимость сопротивления $Rn_Y^{(2)}$ от расстояния до границы двух затворов L . В качестве отношения сопротивлений выбраны усреднённые значения при развёртке по $VgLeft$ и $VgRight$ за исключением

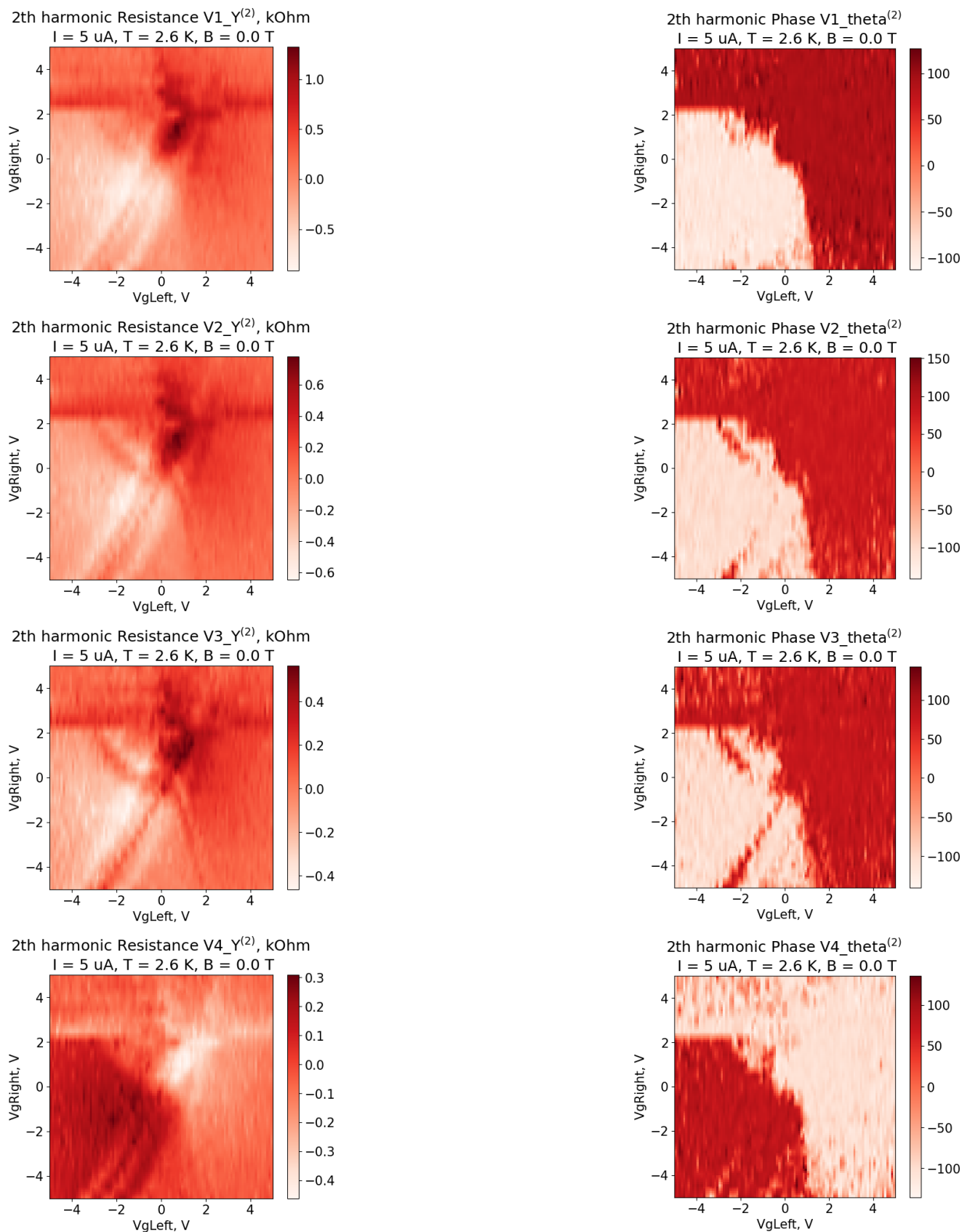


Рис. 6.9. (в цвете). Зависимость сопротивлений и фаз, измеренных на второй гармонике, от напряжений на двух затворах. Температура, ток, магнитное поле и измеряемая пара контактов указаны на графиках.

сильно больших и маленьких значений (больше 10 и меньше -10). При такой обработке зависимость отношения сопротивления от $VgLeft$ и $VgRight$ оказывается очень слабой во всём диапазоне измеряемых напряжений. При подгонке сопротивления зависимостью $R(L) = R_0 \exp(-L/L_{scatt})$ параметр эффективной длины рассеяния получается $L_{scatt} = 300 \mu m$. Ранее столь большие длины релаксации спина в квантовых ямах HgTe уже сообщались группой Э.В. Девятова из ИФТТ РАН. [14].

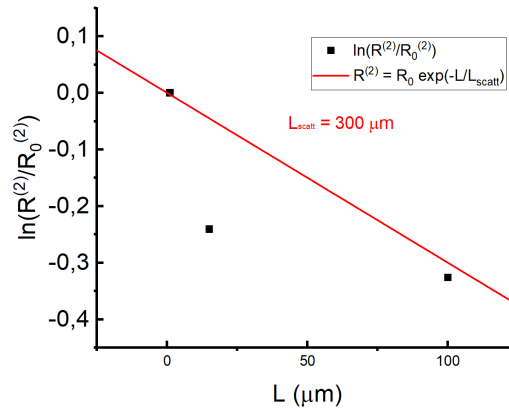


Рис. 6.10. (в цвете). Зависимость отношений сопротивлений на второй гармонике, измеренных на холловских контактах в зависимости от расстояния до границы затворов. Красной линией обозначена подгонка функцией $R(L) = R_0 \exp(-L/L_{scatt})$

Отношение сигналов $V1_Y^{(2)}/V2_Y^{(2)}$ и $V1_Y^{(2)}/V3_Y^{(2)}$ во всём диапазоне измеряемых по порядку величины не зависит от температуры и магнитного поля, при котором была измерена развёртка по $VgLeft$ и $VgRight$. Поэтому далее будут анализироваться и приводиться данные только для первой пары контактов $V1$.

Измерения при нулевом поле и разных температурах

На рис. 6.11 изображены зависимости сопротивления и фазы сигнала первого контакта от напряжений на затворах при разных температурах. Вновь видно, что основной сигнал приходит из Y -составляющей напряжений. Также заметно, что при повышении температуры одинокий пик, бывший при температуре 2,6 К, превращается в протяжённый хребет.

На рис. 6.12 изображена зависимость максимального холловского сопротивления на второй гармонике при развёртке по двум затворам от температуры.

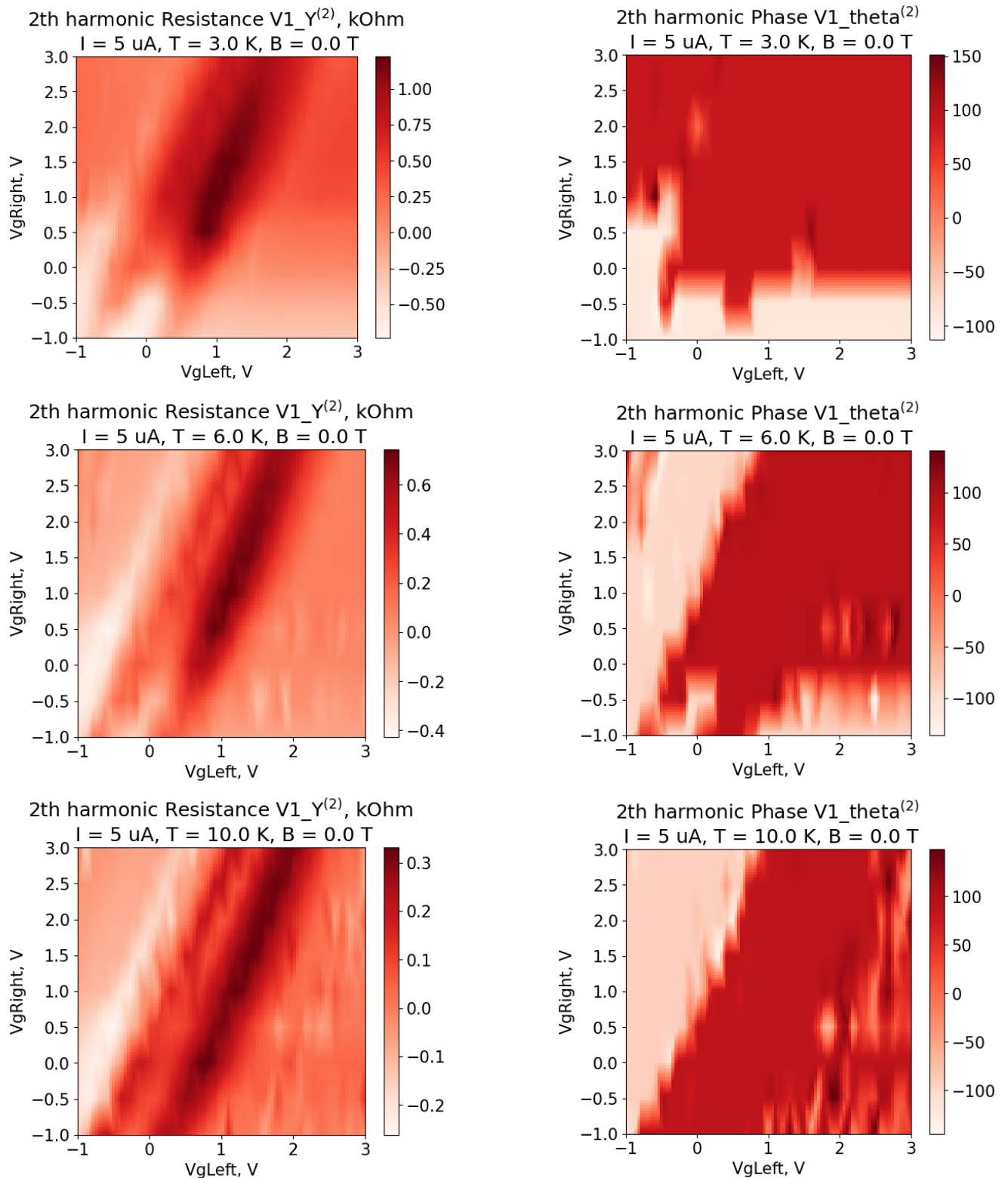


Рис. 6.11. (в цвете). Зависимости сопротивлений $R1_Y^{(2)}$ и фазы $V1_theta^{(2)}$ от $VgLeft$ и $VgRight$ при разных температурах в нулевом магнитном поле при токе 5 мкА. Температура для каждого графика указана над ним

При подгонке этой зависимости формулой $R(T) = R_0 \exp \Delta_{spin}/(2kT)$, получается значение $\Delta_{spin} = 0.3$ мЭв = $4K$. К сожалению, для данной структуры отсутствует температурная зависимость в точке зарядовой нейтральности на первой гармонике. Это позволило бы сравнить объёмную щель Δ в образце с измеренной постоянной затухания Δ_{spin} спинового сигнала. Тем не менее, для подобных квантовых ям объёмная щель размером в 0.3 мЭв крайне нехарактерна – она должна быть больше на порядки. Такой уменьшенный масштаб энергии, по видимому связан с масштабом спиновой релаксации, отличающимся от щели в спектре.

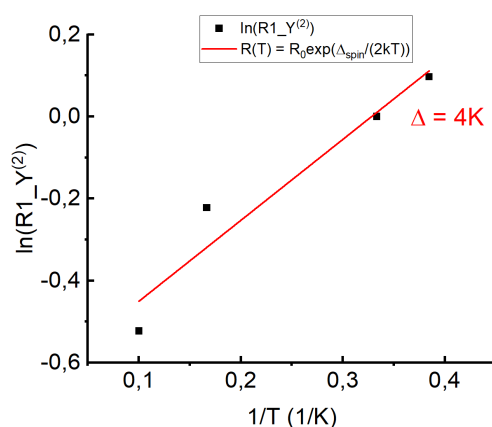


Рис. 6.12. (в цвете). Зависимость сопротивления на второй гармонике, измеренных на холловских контактах в зависимости от температуры.

Красной линией обозначена подгонка функцией

$$R(T) = R_0 \exp \Delta_{spin}/(2kT)$$

Измерения при 3 К и разных магнитных полях

На рис. 6.13 представлена зависимость сопротивления на второй гармонике, измеренного при разных магнитных полях, направленных перпендикулярно плоскости образца.

По зависимостям отчётливо видно, что магнитное поле, подавляющее крайевые состояния [10], приводит к уменьшению наблюдаемого на холловских контактах эффекта, как и ожидалось.

Вольт-амперная характеристика на первой гармонике

На рис. 6.14 представлена вольт-амперная характеристика первой холловской пары контактов и продольной пары контактов на первой гармонике.

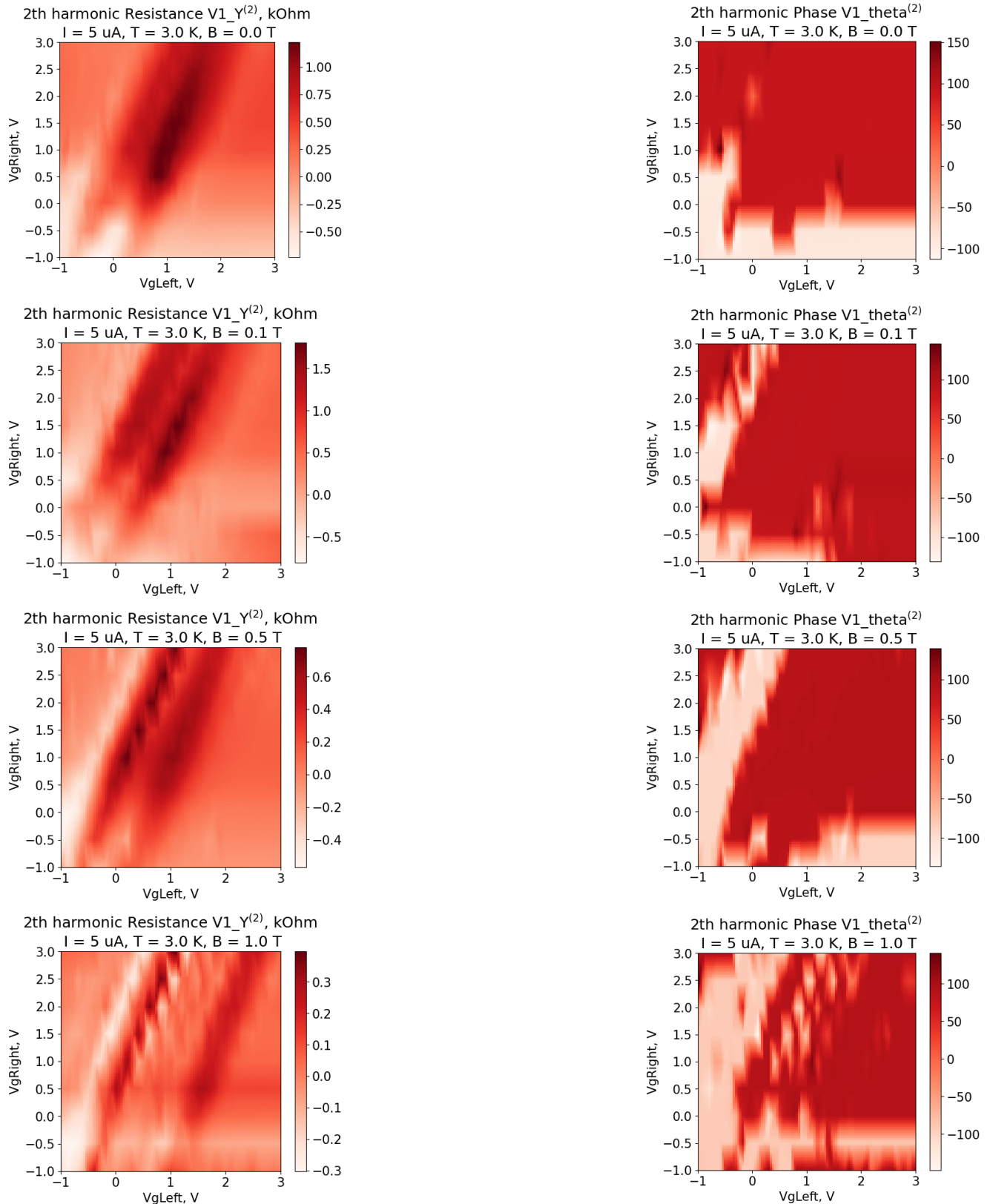


Рис. 6.13. (в цвете). Зависимости сопротивлений $R1_Y^{(2)}$ и фазы $V1_theta^{(2)}$ от $VgLeft$ и $VgRight$ при разных магнитных полях, температуре 3 К и токе 5 мкА. Магнитное поле для каждого графика указана над ним

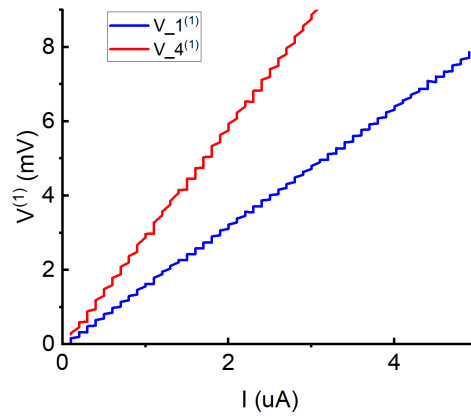


Рис. 6.14. (в цвете). Вольт-амперная характеристика первой пары холловских контактов ($V_{1}^{(1)}$) и продольных контактов ($V_{4}^{(1)}$), измеренная на первой гармонике при напряжении на затворах $VgLeft = 0.9$ В, $VgRight = 0.6$ В (то есть в точке максимального сопротивления на второй гармонике на холловских контактах)

По линейности графика видно, что структура в диапазоне измеряемых токов находится вне области эффектов, связанных с нагревом.

Вольт-амперная характеристика на второй гармонике

На рис. 6.15 представлена зависимость отношений сопротивлений на второй гармонике, измеренных при разных токах. Линейность зависимости наблюдается в магнитных полях по крайней мере до 1 Тл.

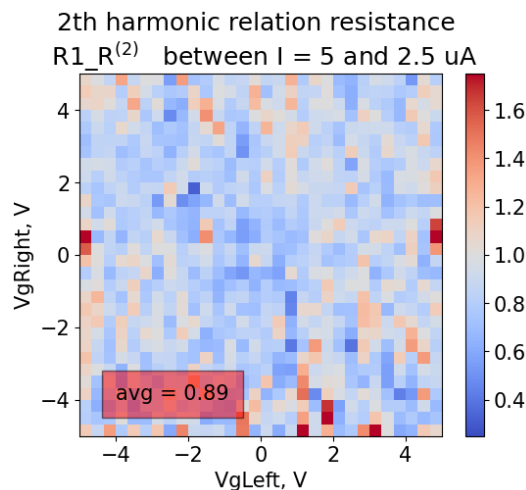


Рис. 6.15. (в цвете). Зависимость отношения сопротивлений, измеренных при разных токах, текущих через образец, на второй гармонике $R(I = 5\mu A)/R(I = 2.5\mu A)$. Среднее значение отношения на измеренной области ($VgLeft, VgRight$) указано во вставке.

Видно, что сопротивление на второй гармонике в первом приближении от тока не зависит, как и ожидается от спин-поляризованного тока. Для термоэлектрических эффектов, связанных с нагревом образца, холловское сопротивление должно быть пропорционально току (напряжение – квадрату тока).

Двухзатворная зависимость на первой гармонике

На рис. 6.16 представлена развёртка по затворам для первой гармоники сопротивлений. Фаза сигнала на первой гармонике при этих измерениях была равна около ± 180 .

Данный график похож на график сопротивления на второй гармонике. Отличия заключаются в том, что сопротивление на первой гармонике порядок больше, чем на второй, а также отличаются положения максимумов этих сопротивлений в координатах ($VgLeft$, $VgRight$). Вероятно, происхождение этих пиков сопротивлений имеет разное объяснение: пик на второй гармонике связан со спиновой поляризацией и спиновым эффектом Холла, то есть со спиновой природой краевого тока. Пик на первой гармонике связан, по-видимому, с тем, что ток инжектируется не симметрично, а в режиме двумерного топологического изолятора продолжает течь только по одной стороне образца, а также с несимметричным расположением контактов.

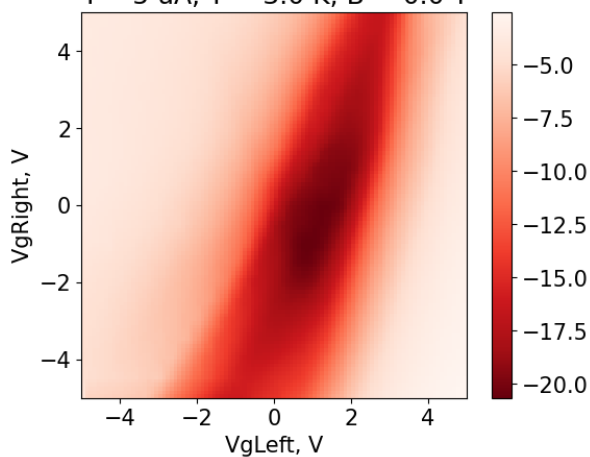
Возможное объяснение поведения сопротивления на второй гармонике в зависимости от напряжений на затворах может быть таким:

Когда левая часть образца находится в металлической области, то есть $VgLeft$ велико по модулю, «меандр» не работает, поляризации по току не возникает и ток инжектируется в правую часть однородно. Поэтому не падает напряжение на холловских контактах: ток распространяется по верхней правой части и по нижней правой части образца симметрично.

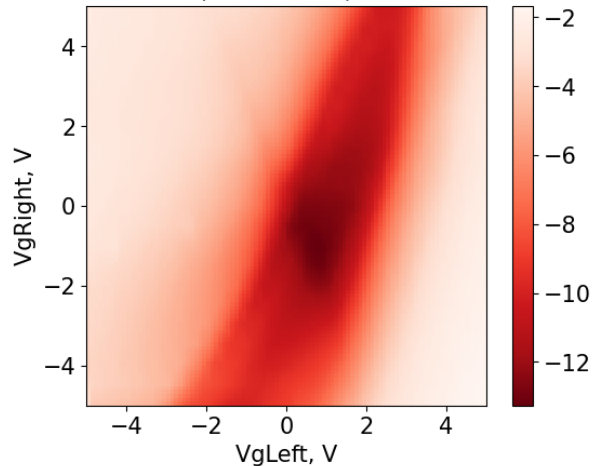
Когда левая часть находится в фазе двумерного топологического изолятора, ток из нее инжектируется поляризованный по спину и неоднородный (только из нижнего конца). $VgRight$ может перевести правую часть образца в металлическое состояние и состояние 2D топологического изолятора.

В состоянии металлической проводимости, то есть при больших по модулю $VgRight$, должен наблюдаться сигнал на второй гармонике, вызванный СЭХ. При низком по модулю напряжении $VgRight$, происходит инжектирование из

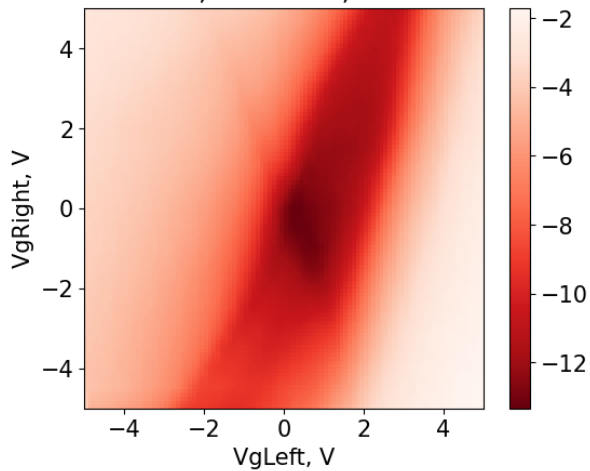
1th harmonic Resistance $V1_X^{(1)}$, kOhm
 $I = 5 \text{ uA}$, $T = 3.0 \text{ K}$, $B = 0.0 \text{ T}$



1th harmonic Resistance $V2_X^{(1)}$, kOhm
 $I = 5 \text{ uA}$, $T = 3.0 \text{ K}$, $B = 0.0 \text{ T}$



1th harmonic Resistance $V3_X^{(1)}$, kOhm
 $I = 5 \text{ uA}$, $T = 3.0 \text{ K}$, $B = 0.0 \text{ T}$



1th harmonic Resistance $V4_X^{(1)}$, kOhm
 $I = 5 \text{ uA}$, $T = 3.0 \text{ K}$, $B = 0.0 \text{ T}$

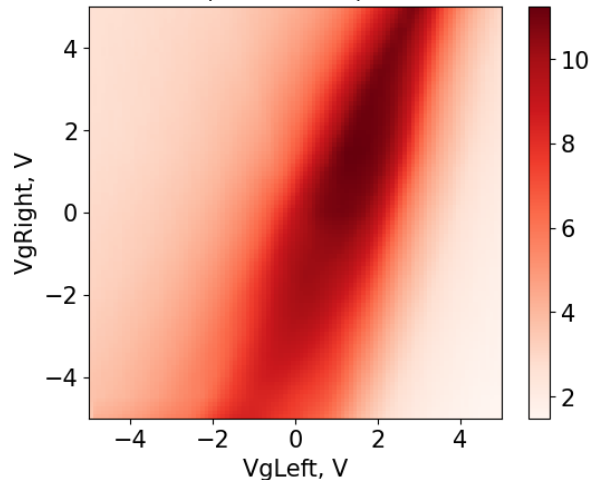


Рис. 6.16. (в цвете). Зависимости сопротивлений $Rn_X^{(1)}$ от $VgLeft$ и $VgRight$ при температуре 3 К в нулевом магнитном поле при токе 5 мкА, где n – номер соответствующей пары контактов. Отрицательность сопротивления означает отрицательное измеренное напряжение.

топологического изолятора в топологический изолятор через лишенную затвора область порядка 6 мкм шириной. В этой области могут происходить различные процессы, включая спиновую релаксацию и аккумуляцию. Интерпретация данных второй гармоники представляется достаточно сложной в этом случае.

Хотя утечка на затвор в приводимых данных, по видимому, имеется, указанные зависимости с ней не связаны. Действительно, сигнал измеряется на переменном токе, так что резистивная утечка тока вызвала бы рост сигнала с увеличением модуля напряжения на любом из затворов, чего не наблюдается.

Глава 7. Выводы

В работе подробно описаны технологические этапы производства устройств на основе квантовой ямы теллурида ртути. Была предложена и реализована структура типа длинного края, проведены локальные и нелокальные измерения её сопротивления в режиме двумерного топологического изолятора. Эти измерения показали, что в режиме топологического изолятора ток, текущий по длинному краю структуры на порядок меньше тока, текущего по короткому краю. В предположении связи спина и импульса электронов, распространяющихся по краю двумерного топологического изолятора, такая структура позволяет поляризовать по спине ток.

Для детектирования спин-поляризованного тока была предложена и реализована структура, состоящая из двух частей: части с длинным краем и части типа мостика Холла, положение уровня Ферми в каждой из которых управляется независимым затвором. Измерения напряжения на второй гармонике на холловских контактах показывают пиковую зависимость сигнала от напряжения затвора над частью образца с длинным краем, что согласуется с ожидаемым поведением структуры. Вольт-амперные характеристики, снятые на поперечных и продольных контактах на первой гармонике показывают линейную зависимость напряжения от тока, что показывает отсутствие перегрева носителей в системе. Линейность второй гармоники холловского сопротивления по току согласуется с предложенной спин-холловской моделью. Эта же величина показывает экспоненциальное убывание от температуры с характерной температурой в 4 К, которая отличается от характерной для данных образцов ширины щели в спектре порядка 100 К, и видимо, определяется температурным подавлением спиновой релаксации. Подавление напряжения на холловских контактах на второй гармонике магнитным полем также свидетельствует о спиновой природе исследуемого эффекта, так как магнитное поле нарушает симметрию по обращению времени и подавляет спин-поляризованный краевой транспорт в режиме двумерного топологического изолятора. Измерения на разноудалённых от границы двух затворов парах потенциальных контактах показывают длину затухания спинового тока порядка 100 мкм, что согла-

суется с работами других экспериментальных групп. Характерные отличия зависимостей сопротивления, измеренных на первой и второй гармонике, свидетельствуют о разных причинах поведения этих зависимостей.

В работе предложена концепция спин-поляризованного тока для объяснения наблюдаемых эффектов: часть образца с длинным краем в режиме двумерного топологического изолятора выступает в роли спинового выпрямителя (спиновый ток течет в одну и ту же сторону вне зависимости от направления тока заряда), а часть в виде мостика Холла – в роли детектора этого тока. Если данная идея верна, то реализованный в работе спиновый выпрямитель может стать потенциально новым спинтронным элементом: немагнитным генератором спина.

Библиографический список

- [1] M. I. Dyakonov и A. V. Khaetskii. «Surface states in a gapless semiconductor, JETP Lett.» АНГЛ. В: *JETP Lett.* 33.2 (1981), с. 110.
- [2] V. A. Volkov и T. N. Pinsker. АНГЛ. В: *Sov Phys Solid State* 23 (1981), с. 1022.
- [3] M. I. Dyakonov и K. A. V. «Size quantization of the holes in a semiconductor with a complicated valence band and of the carriers in a gapless semiconductor». АНГЛ. В: *JETP* 55.5 (1982), с. 917.
- [4] L. G. Gerchikov и A. V. Subashiev. «Interface States in Subband Structure of Semiconductor Quantum Wells». АНГЛ. В: *physica status solidi (b)* 160.2 (авг. 1990), с. 443—457.
- [5] С. L. Kane и E. J. Mele. «Quantum Spin Hall Effect in Graphene». АНГЛ. В: *Physical Review Letters* 95.22 (нояб. 2005).
- [6] С. L. Kane и E. J. Mele. « Z_2 Topological Order and the Quantum Spin Hall Effect». АНГЛ. В: *Phys. Rev. Lett.* 95 (14 сент. 2005), с. 146802.
- [7] B. Andrei Bernevig, Taylor L. Hughes и Shou-Cheng Zhang. «Quantum Spin Hall Effect and Topological Phase Transition in HgTe Quantum Wells». АНГЛ. В: *Science* 314.5806 (дек. 2006), с. 1757—1761.
- [8] S. A. Dvoretzky, D. G. Ikusov, D. Kh. Kvon, N. N. Mikhailov, N. Dai, R. N. Smirnov, Yu. G. Sidorov и V. A. Shvets. «Growing HgTe/Cd_{0.735}Hg_{0.265}Te quantum wells by molecular beam epitaxy». АНГЛ. В: *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing* 43.4 (авг. 2007), с. 375—381.
- [9] Markus König, Steffen Wiedmann, Christoph Brüne, Andreas Roth, Hartmut Buhmann, Laurens W. Molenkamp, Xiao-Liang Qi и Shou-Cheng Zhang. «Quantum Spin Hall Insulator State in HgTe Quantum Wells». АНГЛ. В: *Science* 318.5851 (нояб. 2007), с. 766—770.
- [10] Z D Kvon, D A Kozlov, E B Olshanetsky, G M Gusev, N N Mikhailov и S A Dvoretzky. «Topological insulators based on HgTe». АНГЛ. В: *Physics-Uspeski* 63.7 (июль 2020), с. 629—647.

- [11] Lingjie Du, Ivan Knez, Gerard Sullivan и Rui-Rui Du. «Robust Helical Edge Transport in Gated InAs/GaSb Bilayers». Англ. В: *Phys. Rev. Lett.* 114 (9 март 2015), с. 096802.
- [12] Zaiyao Fei, Tauno Palomaki, Sanfeng Wu, Wenjin Zhao, Xinghan Cai, Bosong Sun, Paul Nguyen, Joseph Finney, Xiaodong Xu и David H. Cobden. «Edge conduction in monolayer WTe₂». Англ. В: *Nature Physics* 13.7 (апр. 2017), с. 677—682.
- [13] Naoki Katsuragawa, Mizuki Nishizawa, Taketomo Nakamura, Taiki Inoue, Sahar Pakdel, Shigeo Maruyama, Shingo Katsumoto, Juan Jose Palacios и Junji Haruyama. «Room-temperature quantum spin Hall phase in laser-patterned few-layer 1T'-MoS₂». Англ. В: *Communications Materials* 1.1 (авг. 2020).
- [14] A. Kononov, S. V. Egorov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky и E. V. Deviatov. «Evidence on the macroscopic length scale spin coherence for the edge currents in a narrow HgTe quantum well». Англ. В: *JETP Letters* 101.12 (июнь 2015), с. 814—819.
- [15] Christoph Brüne, Andreas Roth, Hartmut Buhmann, Ewelina M. Hankiewicz, Laurens W. Molenkamp, Joseph Maciejko, Xiao-Liang Qi и Shou-Cheng Zhang. «Spin polarization of the quantum spin Hall edge states». Англ. В: *Nature Physics* 8.6 (май 2012), с. 485—490.
- [16] A. V. Bubis, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, A. G. Nasibulin и E. S. Tikhonov. «Localization of helical edge states in the absence of external magnetic field». Англ. В: *Phys. Rev. B* 104 (19 нояб. 2021), с. 195405.
- [17] S. К. Копузьева и V. S. Чрарау. *Выпускная квалификационная работа (бакалаврская работа)*. Англ. Долгопрудный: Московский физико-технический институт, 2018.
- [18] R. A. Niyazov, D. N. Aristov и V. Yu. Kachorovskii. «Coherent spin transport through helical edge states of topological insulator». Англ. В: *npj Computational Materials* 6.1 (нояб. 2020).
- [19] Галиуллин А. А. и Кунцевич А. Ю. *Выпускная квалификационная работа (бакалаврская работа)*. Англ. Москва: Высшая школа экономики, 2021.

- [20] Ivan Yahniuk, Sergey S. Krishtopenko, Grzegorz Grabecki, Benoit Jouault, Christophe Consejo, Wilfried Desrat, Magdalena Majewicz, Alexander M. Kadykov, Kirill E. Spirin, Vladimir I. Gavrilenko, Nikolay N. Mikhailov, Sergey A. Dvoretzky, Dmytro B. But, Frederic Teppe, Jerzy Wróbel, Grzegorz Cywiński, Sławomir Kret, Tomasz Dietl и Wojciech Кнар. «Magnetotransport in inverted HgTe quantum wells». Англ. В: *npj Quantum Materials* 4.1 (апр. 2019).
- [21] J. T. Cheung, G. Niizawa, J. Moyle, N. P. Ong, B. M. Paine и Т. Vreeland. «HgTe and CdTe epitaxial layers and HgTe–CdTe superlattices grown by laser molecular beam epitaxy». Англ. В: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 4.4 (июль 1986), с. 2086–2090.
- [22] В. А. Volkov и О. А. Pankratov. «Безмассовые двумерные электроны в инверсном контакте». Англ. В: *Письма в ЖЭТФ* 42.4 (1985), с. 145–148.
- [23] О. Е. Raichev. «Effective Hamiltonian, energy spectrum, and phase transition induced by in-plane magnetic field in symmetric HgTe quantum wells». Англ. В: *Phys. Rev. B* 85 (4 янв. 2012), с. 045310.
- [24] М. Z. Hasan и С. L. Kane. «Colloquium: Topological insulators». Англ. В: *Rev. Mod. Phys.* 82 (4 нояб. 2010), с. 3045–3067.
- [25] Katja C. Nowack, Eric M. Spanton, Matthias Baenninger, Markus König, John R. Kirtley, Beena Kalisky, C. Ames, Philipp Leubner, Christoph Brüne, Hartmut Buhmann, Laurens W. Molenkamp, David Goldhaber-Gordon и Kathryn A. Moler. «Imaging currents in HgTe quantum wells in the quantum spin Hall regime». Англ. В: *Nature Materials* 12.9 (июнь 2013), с. 787–791.
- [26] Z. D. Kvon, К.-М. Dantscher, М.-Т. Scherr, А. S. Yaroshevich и N. N. Mikhailov. «Terahertz resistive response of a two-dimensional topological insulator in a quasiballistic transport regime». Англ. В: *JETP Letters* 104.10 (нояб. 2016), с. 716–720.
- [27] Andreas Roth, Christoph Brüne, Hartmut Buhmann, Laurens W. Molenkamp, Joseph Maciejko, Xiao-Liang Qi и Shou-Cheng Zhang. «Nonlocal Transport in the Quantum Spin Hall State». Англ. В: *Science* 325.5938 (июль 2009), с. 294–297.

- [28] Jonas Strunz, Jonas Wiedenmann, Christoph Fleckenstein, Lukas Lunczer, Wouter Beugeling, Valentin L. Müller, Pragma Shekhar, Niccolò Traverso Ziani, Saquib Shamim, Johannes Kleinlein, Hartmut Buhmann, Björn Trauzettel и Laurens W. Molenkamp. «Interacting topological edge channels». Англ. В: *Nature Physics* 16.1 (окт. 2019), с. 83—88.
- [29] Wikipedia. *Molecular beam epitaxy*. Англ. 2021.
- [30] Mikhail V. Pugachev, Aliaksandr I. Duleba, Arslan A. Galiullin и Aleksandr Y. Kuntsevich. «Micromask Lithography for Cheap and Fast 2D Materials Microstructures Fabrication». Англ. В: *Micromachines* 12.8 (июль 2021), с. 850.
- [31] “Литография Frast-M. 2021. Англ. 2021.
- [32] Mathias Mühlbauer. «Nanolithography on Mercury Telluride». Англ. Дис. . . . док. Авг. 2016.
- [33] “Проявитель резиста Frast-M. ” 2021. Англ. 2021.
- [34] Kalle Bendias, Saquib Shamim, Oliver Herrmann, Andreas Budewitz, Pragma Shekhar, Philipp Leubner, Johannes Kleinlein, Erwann Bocquillon, Hartmut Buhmann и Laurens W. Molenkamp. «High Mobility HgTe Microstructures for Quantum Spin Hall Studies». Англ. В: *Nano Letters* 18.8 (июль 2018), с. 4831—4836.
- [35] Microchemicals. “*Aluminium etching*. Англ. 2021.
- [36] “Фоторезисты для обратной взрывной литографии Protechnology. ” 2021. Англ. 2021.
- [37] E S Tikhonov, D V Shovkun, V S Khrapai, Z D Kvon, N N Mikhailov и S A Dvoretzky. «Shot noise of the edge transport in the inverted band HgTe quantum wells». ен. В: *JETP Lett.* 101.10 (май 2015), с. 708—713.
- [38] М. Ваников и V. А. Prudkoglyad. *Выпускная квалификационная работа (бакалаврская работа)*. Англ. Долгопрудный: Московский физико-технический институт, 2017.
- [39] V. Shirshova и ” Компоненты и технологии “Технология влагозащиты и электроизоляции изделий РЭА полипараксилиленом. *vol.* Англ. 2, 2002.