

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский Политехнический университет Петра Великого»



На правах рукописи

Фомин Максим Андреевич

Макроскопические квантовые явления в кремниевых наносандвич-структурах, содержащих олигонуклеотиды ДНК

1.3.8. Физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Николай Таймуразович Баграев

Санкт-Петербург

2025

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Макроскопические квантовые явления	15
§1.1. Квантование Ландау	16
§1.2. Осцилляции Шубникова-де Гааза и де Гааза-ван Альфена	21
§1.3. Квантовый эффект Холла.....	28
1.3.1. Классический эффект Холла	28
1.3.2. Двумерные электронные системы	31
1.3.3. Целочисленный квантовый эффект Холла	36
1.3.4. Дробный квантовый эффект Холла	40
§1.4. Квантовая лестница продольной проводимости.....	48
§1.5. Биообъекты в квантовой физике.....	52
Глава 2. Материалы и методы	58
§2.1. Получение и свойства кремниевой наносандвич структуры	58
2.1.1. Получение кремниевой наносандвич структуры	58
2.1.2. Свойства кремниевой наносандвич структуры.....	63
§2.2. Описание олигонуклеотидов ДНК и эксперимента.....	79
2.2.1. Получение олигонуклеотидов ДНК.....	79
2.2.2. Регистрация вольт-амперных характеристик в рамках эксперимента.....	81
Выводы	81
Глава 3. Идентификация олигонуклеотидов с помощью КНС.....	83
§3.1. Вольт-амперные характеристики КНС после осаждения олигонуклеотидов ДНК в краевые каналы.....	84
§3.2. Магнитная восприимчивость КНС с осажденными олигонуклеотидами ДНК в краевые каналы	98

Выводы	104
Глава 4. Квантовая интерференция в условиях присутствия олигонуклеотида ДНК на поверхности КНС	106
§4.1. Подготовка эксперимента	107
§4.2. Квантовая интерференция в вольт-амперных характеристиках КНС	108
Выводы	118
Заключение	121
Список литературы	123

Введение

Актуальность темы исследования

Вычислительные мощности, которыми сегодня обладает человечество, позволяют решать огромное количество вопросов в самых разных областях, что подарило возможность совершить огромный скачок в уровне жизни людей. Ключевую роль в этом сыграло бурное развитие в последние полвека полупроводниковых технологий, микро- и нанoeлектроники. Это время характеризуется законом Мура, гласящим о двукратном увеличении каждые 24 месяца количества транзисторов, размещаемых на кристалле интегральной схемы [1, 2]. Однако необходимое для этого постоянное уменьшение размеров используемых элементов вплоть до мезоскопических масштабов практически достигло технологического предела и дальнейшие разработки не отличаются прежней эффективностью, в то же время начинают проявляться квантовые свойства носителей заряда. На данный момент ведущие исследования предлагают сосредоточиться на повышении эффективности применения полупроводниковых устройств, т.е. на улучшении используемого ими программного обеспечения, поскольку проблемы технологического процесса в рамках прежнего подхода остаются неразрешенными. Альтернативным способом продолжать увеличивать вычислительную производительность существующих интегральных схем является переход к квантовому транспорту, т.е. от дрейфового режима к фермиевскому. Но при этом остается открытым вопрос возможности эффективного управления параметрами квантового транспорта, в том числе баллистического транспорта, что достаточно затруднительно даже при комнатной температуре.

Еще в 1959 г. Ричард Фейнман в своей лекции "There's Plenty of Room at the Bottom: An Invitation to Enter a New Field of Physics" [3] озвучил предположение, что возможно механически перемещать одиночные атомы при помощи манипулятора соответствующего размера. Тогда он предполагал, что данный подход можно рассматривать в роли более мощного аналога синтетической химии, однако сама идея использования наноразмерных частиц была подхвачена учеными и имплементирована в различных областях, например, в микроэлектронике,

медицине, химической промышленности, различных физических методах исследования. В то же время появилась идея о применении биомолекул в качестве нанообъектов, поскольку часть из них обладает соответствующими размерами. В частности, представляет интерес изучение олигонуклеотидов дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК), поскольку олигонуклеотид представляет собой компактную двойную спираль шириной 2 нм и длиной от 0,34 нм, в зависимости от количества пар оснований в нем. Также известны некоторые особенности электрических характеристик олигонуклеотидов: так, их проводимость определяется в первую очередь первичной структурой биомолекулы, т.е. числом и типом нуклеотидов, из которых она состоит [4, 5]. Таким образом можно говорить о возможности проявления в соответствующих условиях квантового характера поведения олигонуклеотида, как нанообъекта, обладающего электрическими и магнитными свойствами.

Следует отметить, что изучение физических свойств олигонуклеотидов ДНК, в том числе электрических и магнитных, также важно для применения в медицине. Дело в том, что определение первичной структуры олигонуклеотидов ДНК, т.е. расшифровка нуклеотидной последовательности, из которой состоит биомолекула, широко применяется сегодня в диагностической практике. Для этого используются так называемые технологии секвенирования нового поколения – это группа методов определения первичной структуры ДНК и РНК, базирующихся на применении физических принципов исследований, в первую очередь это детектирование отклика от модифицированного флюоресцентной или радиоактивной меткой нуклеотида [4, 6, 7]. Данный подход к изучению строения биомолекул очень дорог и времязатратен, однако не имеет рыночных альтернатив на данный момент. В то же время не всегда необходимо идентифицировать структуру олигонуклеотида с точностью до нуклеотида, порой достаточно оценить физические свойства всего генома, как целого [8-13]. Например, детектируя резонансный отклик олигонуклеотидов возможно получить данные о потенциальной онкологии пациента без применения методов диагностики, основанных на не безопасном для человека излучении [14]. Для разработок в этом

направлении необходимо уделить внимание электрическим и магнитным свойствам олигонуклеотидов.

Подводя итог вышенаписанному, высокий интерес представляют исследования, направленные на изучение взаимодействия олигонуклеотидов ДНК с квантово-размерными структурами. Здесь важно проанализировать электрические и магнитные свойства биомолекулы, которые могут внести свой вклад в макроскопические квантовые эффекты в наноструктуре. Оценка степени влияния на наблюдаемые квантовые явления позволит сделать вывод о возможности применения биологических макромолекул в рамках управления параметрами квантового транспорта носителей структуры, ассоциированной с олигонуклеотидами. С другой стороны, полученные данные об электрических и магнитных свойствах олигонуклеотидов ДНК могут лечь в основу новых приборов в области медицинской диагностики, как альтернатива технологиям секвенирования.

Степень разработанности темы

Исторически олигонуклеотиды ДНК вследствие своей природы используются в основном в медицине, биологии и химии, однако важный вклад в изучение их свойств вносят физические методы исследований. Так, полученные Франклином, Уотсоном и Криком рентгенограммы структуры молекулы ДНК позволили создать модель олигонуклеотида ДНК, которая представляла собой двойную спираль, за что Уотсон и Крик были удостоены Нобелевской премии 1962 г. [15-17]. Более того, выполняемая олигонуклеотидами функция хранения и передачи генетической информации была доказана именно благодаря физическому обоснованию спиралевидной структуры.

Дальнейшие исследования в области биотехнологий и генетики привели к созданию первого метода секвенирования ДНК, предложенного Сенгером в 1977 г. [18]. Он подразумевал обрыв цепи и последующее детектирование сигнала оптическими методами от встроенного модифицированного флуоресцентной или радиоактивной меткой нуклеотида. Эта модель идентификации нуклеотидной последовательности ДНК стала революционной и послужила базисом для развития

множества других подходов, многие из которых по-прежнему использовали заложенные Сенгером идеи. Таким образом, большинство всех методик секвенирования нового поколения сегодня основаны на оптическом детектировании флюоресцентной метки. Данный подход требует дорогостоящего оборудования и больших временных затрат, что вкуче с общемировым трендом на реализацию концепции персонализированной медицины, подразумевающей общедоступные методы экспресс-анализа ДНК, объясняет существующую сегодня высокую конкуренцию за создание улучшенных или альтернативных секвенированию технологий. Поэтому остается актуальной задача исследования фундаментальных свойств олигонуклеотидов. Так, последние исследования демонстрируют сложность электрических свойств макромолекул ДНК, например, проводимость сильно зависит от температуры среды, а также длины и нуклеотидного состава олигонуклеотида [4]. Также было показано, что при осаждении олигонуклеотида на кремниевую подложку между платиновыми контактами на ее поверхности, образуются туннельные барьеры между макромолекулой и контактами [19]. В то же время олигонуклеотиды ведут себя, как полимерные цепочки, обладающие свойствами мультиферроиков [20]. При этом остается открытым вопрос их взаимодействия с квантово-размерными структурами и влияния на квантовый транспорт.

Еще раз отметим, что для исследований с участием олигонуклеотидов ДНК необходимо поддерживать высокую температуру, вплоть до комнатной. Этот аспект накладывает серьезные ограничения на возможность наблюдения макроскопических квантовых явлений, поскольку в данном случае сильно повышается интенсивность электрон-электронного взаимодействия носителей ассоциированной с геномом структуры, что приводит к уменьшению времени релаксации, а это в свою очередь не позволяет выполняться условию сильного поля в рамках квантования Ландау. Таким образом остро встает проблема подавления электрон-электронного взаимодействия при высоких температурах.

Перспективным решением озвученной выше проблемы представляется использование наноструктур с топологическими проводящими краевыми

каналами. Дело в том, что топологические изоляторы, в которых образуются данные краевые каналы, характеризуются наличием поверхностных или же краевых состояний, формирующихся из-за исчезновения запрещенной зоны в энергетическом спектре структуры [21, 22]. Более того, краевые каналы являются аналогами баллистических проводящих каналов и формируются разделенными в пространстве парами, носители в которых имеют противоположную ориентацию спинов в условиях эффективного отсутствия внешнего магнитного поля, что позволяет наблюдать спинозависимые явления, в частности, квантовый спиновый эффект Холла [21, 23, 24].

Важно сказать, что хоть описанные выше структуры позволяют в большей степени подавить электрон-электронное взаимодействие, все еще остается проблема отрицательного вклада в это явление границ низкоразмерных структур. Так, последнее время разрабатываются подходы к решению этой задачи, имеющие в своей основе обменное взаимодействие носителей с границами квантовой системы – оно позволяет сохранить момент и энергию носителей. В качестве примеров описанной методики стоит отметить создание оболочек на границах из f- и d-элементов [25, 26], а также из дипольных центров с отрицательной корреляционной энергией «negative-U», ($2D^0 \rightarrow D^- + D^+$) [27-29]. При этом вариант с дипольными центрами позволяет проводить эксперименты при высоких температурах, вплоть до комнатной, вследствие negative-U реакции. Таким образом, использование двумерных систем с оболочками краевых каналов из дипольных центров является перспективным для наблюдения макроскопических квантовых явлений при высоких температурах, что является необходимым условием для работы с олигонуклеотидами ДНК [30-33]. Более того, интересным является изучение возможного влияния олигонуклеотидов на квантовую интерференцию в условиях спиновой прецессии поляризованных носителей тока в краевых каналах, которая возникает вследствие negative-U реакции, что может лечь в основу создания квантовых транзисторов на основе системы, состоящей из наноструктуры и помещенной в нее биомолекулы.

Использованные в данной работе планарные кремниевые наносандвич-структуры (КНС), в отличие от большинства наноструктур с топологическими изоляторами на основе классических гетеропереходов, обладают встроенным сверхмелким р-п переходом, что позволяет заблокировать вертикальный транспорт носителей и одновременно усилить влияние спин-орбитального взаимодействия. Данный факт позволяет эффективно исследовать параметры квантовой интерференции носителей в краевых каналах КНС после осаждения в них олигонуклеотидов ДНК.

Целью диссертационного исследования было изучение влияния олигонуклеотидов дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК), осажденных на поверхность краевых каналов кремниевых наносандвич-структур (КНС), на макроскопические квантовые эффекты при комнатной температуре.

Для этого в КНС, представляющих собой сверхузкие квантовые ямы р-типа, ограниченные сильно легированными бором δ -барьерами, на поверхности кремния (100) п-типа, которые **являются объектом исследования**, регистрировались электрические и магнитные свойства. При этом краевые каналы КНС, содержащие олигонуклеотиды ДНК, являются **предметом настоящего исследования**.

Область исследования

Диссертационная работа соответствует паспорту специальности: 1.3.8 – Физика конденсированного состояния.

Задачи исследования

1. Разработка модели, описывающей влияние олигонуклеотидов ДНК на макроскопические квантовые явления, наблюдаемые в КНС при исследовании вольт-амперных характеристик (ВАХ) КНС, а именно электрические аналоги квантового эффекта Холла и квантовой лестницы продольной проводимости;
2. Исследование вклада олигонуклеотидов ДНК в зависимость статической магнитной восприимчивости КНС;
3. Оценка степени влияния олигонуклеотидов ДНК на явление квантовой интерференции в КНС.

Научная новизна

1. Обнаружены осцилляции де Гааза – ван Альфена в зарегистрированных полевых зависимостях магнитной восприимчивости краевых каналов КНС, содержащих олигонуклеотиды ДНК;
2. Зарегистрированы электрические аналоги квантовой лестницы холловской проводимости и осцилляций Шубникова – де Гааза в ВАХ краевых каналов КНС, содержащих олигонуклеотиды ДНК;
3. Впервые зарегистрирована квантовая интерференция одиночных носителей, обусловленная наличием олигонуклеотидов ДНК в краевом канале КНС.

Практическая значимость работы

1. Показано, что наличие оболочек краевых каналов КНС, состоящих из дипольных центров бора с отрицательной корреляционной энергией, приводит к эффективному подавлению электрон-электронного взаимодействия;
2. Показано, что макроскопические квантовые явления в КНС, содержащих олигонуклеотиды ДНК, могут быть описаны в концепции электромагнитной индукции Фарадея;
3. Эффективная площадь краевых каналов КНС, определяющая характеристики транспорта одиночных носителей, зависит от режимов осаждения олигонуклеотидов ДНК, которые регулируют захват квантов магнитного потока;
4. Изучение электрических характеристик КНС позволяет идентифицировать вклады одиночных носителей в квантовую интерференцию как от краевых каналов кремниевых наноструктур, так и от осажденных на них олигонуклеотидов ДНК.

Методология и методы исследования

Реализация поставленных задач и достижение цели настоящей диссертации требуют применения широкого спектра методик, поскольку необходимо исследовать различные свойства КНС с учетом собственных особенностей олигонуклеотидов ДНК. Поэтому для изучения магнитных свойств КНС, содержащих олигонуклеотиды ДНК, были зарегистрированы полевые зависимости магнитной восприимчивости КНС с помощью метода Фарадея. Квантовая интерференция носителей в краевых каналах КНС с олигонуклеотидами ДНК была

описана с помощью макроскопических квантовых явлений, таких, как электрические аналоги квантового эффекта Холла и квантовой лестницы продольной проводимости, выступающей в качестве аналога осцилляций Шубникова-де Гааза. Электрическими аналогами они здесь называются, поскольку все были получены из зарегистрированных вольт-амперных характеристик КНС в рамках концепции электромагнитной индукции Фарадея. Экспериментальная система при этом представляла из себя наноструктуру с олигонуклеотидами на ее поверхности, контакты от которой были подключены к источнику тока и нановольтметрам, синхронизированным компьютерной программой LabVIEW. Полученные данные были обработаны в математическом пакете Matlab.

Защищаемые положения

1. Макроскопические квантовые явления в кремниевых наносандвич-структурах с краевыми каналами, содержащими олигонуклеотиды ДНК, регистрируются при высоких температурах, вплоть до комнатных, вследствие наличия оболочек, состоящих из дипольных центров с отрицательной корреляционной энергией;
2. Влияние олигонуклеотидов ДНК на макроскопические квантовые характеристики краевых каналов КНС описывается в концепции электромагнитной индукции Фарадея;
3. Полевые зависимости магнитной восприимчивости краевых каналов КНС демонстрируют изменение периодичности осцилляций де Гааза – ван Альфена в слабых и сильных магнитных полях при внесении олигонуклеотидов ДНК, что свидетельствует об изменении эффективной площади участка краевого канала с одиночным носителем, на который происходит захват квантов магнитного потока;
4. Вольт-амперные характеристики демонстрируют самосогласованный вклад различных областей квантовой интерференции одиночных носителей в краевых каналах КНС, содержащих олигонуклеотиды ДНК, в электрические аналоги квантового эффекта Холла и квантовой лестницы продольной проводимости.

Достоверность полученных результатов обеспечивается применением современных апробированных методик с использованием высокоточной вычислительной техники и воспроизводимостью результатов.

Вклад автора в решение поставленных задач состоит в постановке цели и задач диссертации, проведении экспериментальной части и описании полученных результатов на каждом этапе работы.

Апробация работы

Описанные в диссертации результаты были представлены на следующих конференциях:

- XLVI и XLII научные конференции с международным участием «Неделя науки СПбПУ», Санкт-Петербург, **2017, 2018**
- 2^я, 3^я, 4^я и 5^я международные конференции «Физика – наукам о жизни», Санкт-Петербург, **2018, 2019, 2021, 2023**
- 6th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures, Saint-Petersburg, **2019**
- 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, IRMMW-THz, Paris, **2019**

Публикация результатов исследований

По теме диссертации опубликовано 6 печатных работ, в том числе 4 в российских и зарубежных изданиях, рекомендованных ВАК.

Объем и структура диссертации

Текст диссертации объемом 132 страницы состоит из введения, четырех глав, включающих 38 рисунков, заключения и списка использованной литературы из 109 источников.

Первая глава представляет собой обзор литературы, посвященной описанию используемых в диссертационной работе макроскопических квантовых эффектов и фундаментальных явлений, лежащих в их основе: речь идет об описании осцилляций Шубникова – де Гааза, де Гааза – ван Альфена, целочисленного и

дробного эффектов Холла и квантовой лестницы продольной проводимости, обусловленных размерным квантованием, квантованием Ландау. Кроме того, объяснен выбор олигонуклеотида ДНК из всех биомолекул для использования в качестве наночастицы в рамках исследования влияния на упомянутые выше макроскопические квантовые эффекты. В конце главы представлены цель и задачи диссертационного исследования.

Вторая глава посвящена обзору использованных образцов кремниевой наносандвич структуры (КНС) и олигонуклеотидов ДНК. Описаны алгоритм синтеза и свойства КНС, представляющей собой сверхузкую кремниевую квантовую яму р-типа проводимости на поверхности кремния п-типа, ограниченную сильно легированными бором нейтральными δ -барьерами, состоящими из дипольных центров с отрицательной корреляционной энергией. Также описаны получение олигонуклеотидов ДНК и методика регистрации вольт-амперных характеристик КНС в рамках настоящей диссертации.

Третья глава описывает электрические и магнитные свойства КНС в условиях осаждения олигонуклеотидов ДНК в краевые каналы КНС. Во-первых, описаны зарегистрированные ВАХ КНС, на которых проявляются периодические биения. Также была приведена модель, использующая в своей основе концепцию электромагнитной индукции Фарадея в условиях захвата квантов магнитного потока, что позволило идентифицировать электрические аналоги квантового эффекта Холла и квантовой лестницы продольной проводимости с помощью измерения ВАХ. Во-вторых, были исследованы полевые зависимости магнитной восприимчивости КНС после осаждения олигонуклеотидов ДНК. Характеристики зарегистрированных осцилляций де Гааза – ван Альфена указывают на спаривание и распаривание дырок в слабых и сильных магнитных полях, соответственно. Кроме того, демонстрируется изменение эффективной площади пиксел, содержащих одиночные носители внутри каналов КНС, на которые происходит захват квантов магнитного потока. Показано, что внесение одиночных

олигонуклеотидов ДНК в пиксели приводит к изменению периодичности осцилляций де Гааза – ван Альфена.

В четвертой главе представлены результаты изучения возможности использования олигонуклеотидов ДНК для контроля характеристик квантовой интерференции одиночных носителей в краевых каналах КНС. Исследование проводилось на примере изучения электрических аналогов квантового эффекта Холла и квантовой лестницы продольной проводимости, которую можно интерпретировать, как осцилляции Шубникова – де Гааза. Полученные ВАХ демонстрируют самосогласованный вклад разных областей интерференций в краевых каналах КНС в упомянутые выше макроскопические квантовые явления.

В заключении приведены основные результаты диссертационной работы.

Глава 1. Макроскопические квантовые явления

Эффект интерференции потоков квантовых частиц, представляющих собой набор волновых функций, является аналогичным интерференции соответствующих классических волн, за исключением того факта, что волновые функции описывают вероятностный характер поведения частиц, а не физический. С уменьшением интенсивности потока непрерывный спектр процесса интерференции превращается в дискретный, где каждое событие вызвано отдельной частицей. Двухщелевой опыт с пропусканием отдельных частиц через щели демонстрирует интерференционную картину, которая состоит из совокупности точек на экране детектора, соответствующих отдельным частицам [34-36]. Здесь обнаруживается, что квантовая частица способна взаимодействовать и интерферировать сама с собой, при этом проходя одновременно по разным маршрутам, проявляя принцип так называемой квантовой суперпозиции. Подобное экстраординарное для классической физики поведение объектов проявляется только в рамках квантовой механики.

Современная наука полагает, что квантовая частица обладает свойствами как отдельной корпускулы, так и классической волны. Возвращаясь к двухщелевому опыту, фотон, попадая на экран, проявляет себя как частица, в то же время при прохождении сквозь щели он ведет себя как волна, создавая тем самым условия для интерференции. При этом регистрируя через какую из щелей проходил фотон можно видеть, пропадает эффект интерференции или нет. Таким образом, согласно квантовой теории корпускулярная и волновая природа квантовых частиц дополняют друг друга и не имеют возможности проявляться одновременно.

Хотя квантовая механика изучает микроскопические объекты атомного и субатомного масштабов, некоторые макроскопические явления объясняются именно в ее рамках. К ним относятся эффекты, связанные с размерным квантованием, квантованием Ландау [37], например, осцилляции Шубникова – де Гааза [38] и де Гааза – ван Альфена [39]. Именно Л. Д. Ландау впервые заметил важную роль макроскопических квантовых эффектов. Необходимо отметить, что

эти явления описываются характеристиками макромира, т.е. возможно получить зависимость макроскопических параметров от квантовых явлений при определенных условиях. Важнейшим из них является так называемое условие сильного поля, $\omega_c \tau \gg 1$, где τ – время релаксации, $\omega_c = \frac{eH}{cm^*}$ – циклотронная частота, e и m^* – заряд и эффективная масса носителя [37], соответственно, H – напряженность магнитного поля, а c – скорость света в вакууме. Для его соблюдения необходимо большое время релаксации, которое сильно уменьшается из-за электрон-электронного взаимодействия (в особенности на границах квантовой системы), вследствие чего предполагается, что описываемые макроскопические квантовые явления должны исследоваться при крайне низких температурах. Также требуется малая величина эффективной массы носителей, достижение которой на заре развития квантовой механики было затруднительно. Поэтому в качестве альтернативы для получения эффекта сильного поля использовались большие магнитные поля и низкие температуры. Соответственно, явления, связанные с квантованием Ландау, традиционно ограничены низкими температурами и большими магнитными полями. Однако, увеличивая время релаксации и уменьшая эффективную массу носителей становится возможным преодоление данных ограничений – особенности данных подходов будут описаны в следующих параграфах.

§1.1. Квантование Ландау

Движущиеся заряженные частицы в двумерном пространстве, перпендикулярном магнитному полю, имеют дискретные или же квантованные значения энергии, которые могут быть представлены в виде так называемых уровней Ландау (рисунок 1). Каждый уровень Ландау представляет собой совокупность состояний частиц с одинаковыми значениями энергии. Впервые уровни были описаны Л. Д. Ландау в 1930 году в качестве решения уравнения Шредингера для заряженной частицы в магнитном поле [37].

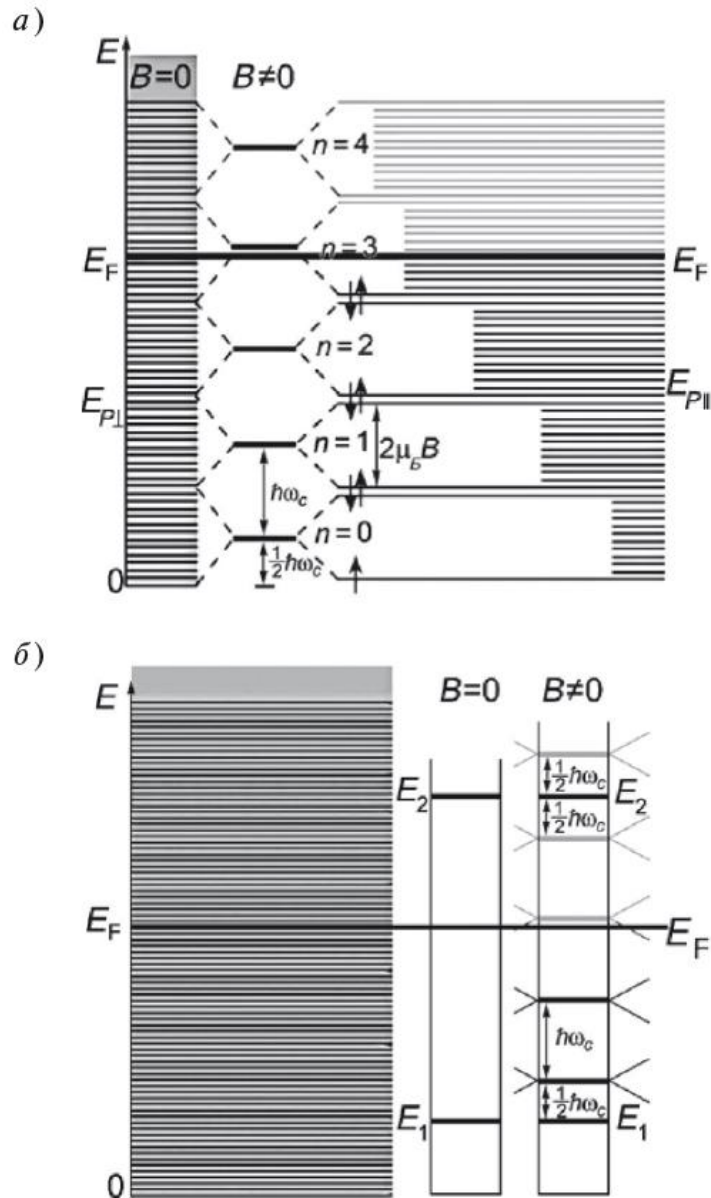


Рисунок 1. Схематическое сравнение непрерывного энергетического спектра электронов в условиях отсутствия магнитного поля (слева) и дискретного спектра (справа) при ненулевом магнитном поле в объемном материале (а) и в низкоразмерных системах (б).

Уровни Ландау имеют важное значение в квантовой физике, особенно в изучении электронных свойств материалов в магнитных полях и физики полупроводников, а также играют важную роль в теории квантового транспорта. Существование этих уровней влияет на кинетические и термодинамические свойства твёрдых тел, что позволяет наблюдать осцилляционную зависимость всех соответствующих коэффициентов. Вырождение уровней Ландау и прямая зависимость количества электронов на уровне от напряженности поля H приводят к колебаниям числа электронов на уровнях при изменении величины силы поля, поскольку при усилении магнитного поля также повышается заполненность каждого из уровней Ландау при неизменяющемся значении уровня Ферми. Поэтому периодическое пересечение уровней Ландау уровня Ферми приводит к наблюдению осцилляционного характера поведения квантовых частиц и их параметров, который проявляется при наблюдении различных квантовых эффектов, например, осцилляций Шубникова – де Гааза [38] и де Гааза – ван Альфена [39]. Стоит отметить, что в рамках регистрации описанных выше особенностей кинетических и термодинамических коэффициентов можно как менять позицию уровней Ландау относительно уровня Ферми, так и наоборот, изменять позицию уровня Ферми относительно уровней Ландау. В первом случае можно варьировать, например, величину магнитного поля, а во втором – плотность носителей, в обоих вариантах будут наблюдаться соответствующие осцилляции кинетических коэффициентов.

В соответствии с классической механикой частица с зарядом e и массой m в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю с напряженностью H , будет совершать периодическое движение по окружности. Это движение возникает под влиянием силы Лоренца с угловой скоростью $\omega_c = |e|H/mc$, где c - скорость света.

При этом движение заряженной частицы в перпендикулярном магнитном поле приводит к преобразованию собственного энергетического спектра, который начинает квантоваться – принимать эквидистантные неперекрывающиеся значения, разделенные промежутками $\hbar\omega_c$. Данная система впервые была описана Л. Д. Ландау, который в качестве модели интерпретации предложил модель квантового гармонического осциллятора с соответствующим гамильтонианом:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}_x^2}{2m} + \frac{m\omega^2 \hat{x}^2}{2}, \quad (1.1.1)$$

где m – масса квантового гармонического осциллятора, ω – частота колебаний квантового гармонического осциллятора, а операторы $\hat{x}, \hat{p}_x$ удовлетворяют коммутационному соотношению $[\hat{x}, \hat{p}_x] = i\hbar$. Решив уравнение Шредингера, которое описывает систему с квантовым гармоническим осциллятором, Ландау рассчитал собственные значения гамильтониана осциллятора [40]:

$$E = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c + \frac{\hbar k_z^2}{2m^*}, \quad (1.1.2)$$

где k_z – волновой вектор в направлении z , n – квантовое число, $\hbar$ – приведенная постоянная Планка, m^* – эффективная масса квантовой частицы. Энергетический спектр осциллятора при этом определяется первым слагаемым полученного выражения (1.1.2):

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c, \quad (1.1.3)$$

где n также интерпретируется, как номер уровня Ландау. Выражение (1.1.3) подтвердило догадку Планка о том, что энергия гармонического осциллятора может изменяться лишь на величину, кратную кванту энергии $\hbar\omega_c$.

Число заполненных уровней Ландау,

$$n = \frac{n_e}{2eH/h}, \quad (1.1.4)$$

зависит от величины напряженности внешнего магнитного поля и плотности носителей тока, которая определяет позицию уровня Ферми:

$$E_F = \frac{(\hbar k_F)^2}{2m^*}, \quad (1.1.5)$$

где k_F – фермиевское значение волнового числа. При этом эффективная масса, m^* , является следствием классического отношения, связывающего ее со скоростью v_F и волновым числом k_F Ферми: $m^*v_F = \hbar k_F$, при этом $k_F = \sqrt{2\pi p_{2D}}$, где p_{2D} – плотность двумерного газа в гетероструктуре.

Важно упомянуть, что номер уровня Ландау N_L можно также получить из интерпретации выражения (1.1.4), как отношения количества электронов к числу квантов магнитного потока на уровне Ландау: $N_L = \frac{eB}{h}$, где квант магнитного потока является квазичастицей, представляющей собой единичную порцию магнитного потока $\Phi_0 = h/e$ (или $\Phi_0 = h/2e$ в случае сверхпроводящей системы), которая также аналогична одиночной силовой линии магнитного поля. При этом каждый уровень Ландау соответствует определенному набору волновых функций, которые имеют одинаковое значение квантового числа n .

Стоит отметить, что при описании квантования движения частицы в магнитном поле Ландау впервые использовал модель квантового гармонического осциллятора, поскольку именно она на тот момент удовлетворяла условию сильного поля $\omega_c\tau \gg 1$ ввиду относительно высокого времени релаксации τ . В рамках данной модели геометрическая форма осциллятора не так важна, она может быть круглой, прямоугольной и т.д., главное, чтобы выполнялось описанное выше условие. А поскольку время релаксации уменьшается при электрон-электронных взаимодействиях, для наблюдения квантования энергетического спектра квантового осциллятора

при относительно высоких температурах, например, при температуре жидкого азота, требуется максимально подавить данный тип взаимодействий, что может быть осуществлено при помощи обменного взаимодействия носителей с границами квантовой системы – оно позволяет сохранить текущие момент и энергию носителей. В качестве примеров данного подхода стоит упомянуть создание оболочек на границах из f- и d-элементов [25, 26], а также из дипольных центров с отрицательной корреляционной энергией [27-29].

Таким образом, одной из задач данной диссертации было создание системы с эффективным подавлением электрон-электронного взаимодействия, поскольку изучалась система, состоявшая из наноструктуры и помещенной в нее биомолекулы, для исследования которой необходима высокая температура.

§1.2. Осцилляции Шубникова-де Гааза и де Гааза-ван Альфена

Впервые экспериментальная регистрация размерного квантования энергии и момента в твердом теле была осуществлена в 1930 г., когда были открыты и описаны явления Шубникова – де Гааза (ШдГ) и де Гааза – Ван Альфена (дГВА) [38, 39]. Фактически это случилось в одной лаборатории при участии советского физика-экспериментатора Л. В. Шубникова, нидерландского физика де Гааза и их аспиранта ван Альфена, в рамках опытов на образцах монокристалла висмута, который был использован ввиду относительно низкой эффективной массы носителей в нем. Описываемые эффекты объясняют осциллирующий характер поведения электрического сопротивления (рисунок 2) и статической магнитной восприимчивости (рисунок 3) в зависимости от величины внешнего магнитного поля, являясь разными следствиями одного и того же явления – квантования Ландау.

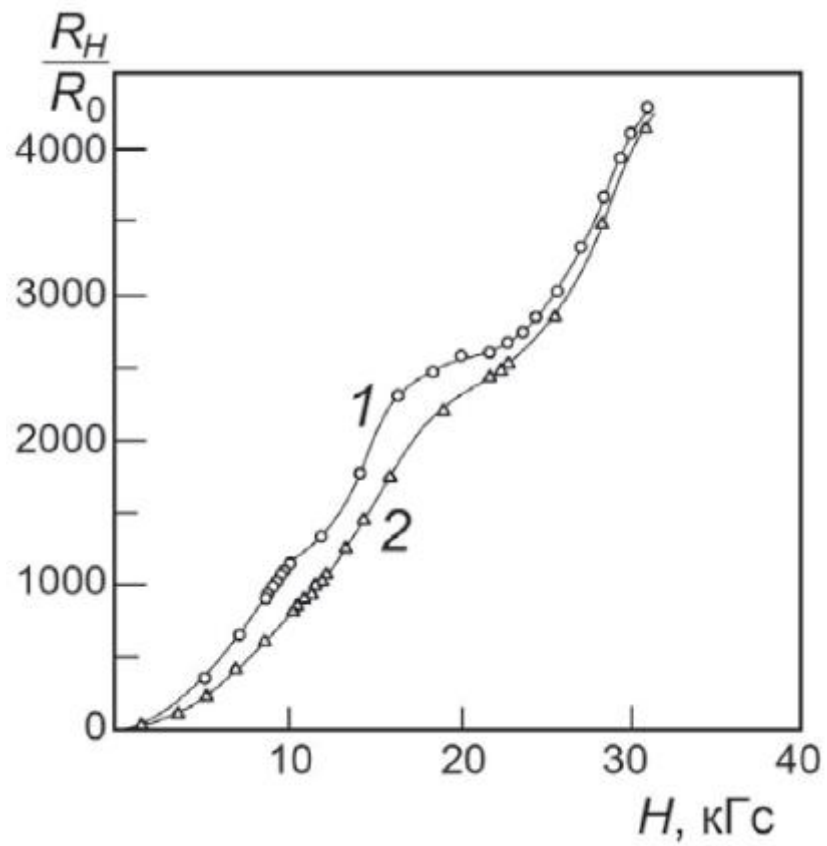


Рисунок 2. Осцилляции магнетосопротивления в висмуте – эффект Шубникова де Гааза; 1) $T = 14,15$ К, магнитное поле направлено перпендикулярно бинарной оси, 2) $T = 20,43$ К, магнитное поле направлено параллельно бинарной оси

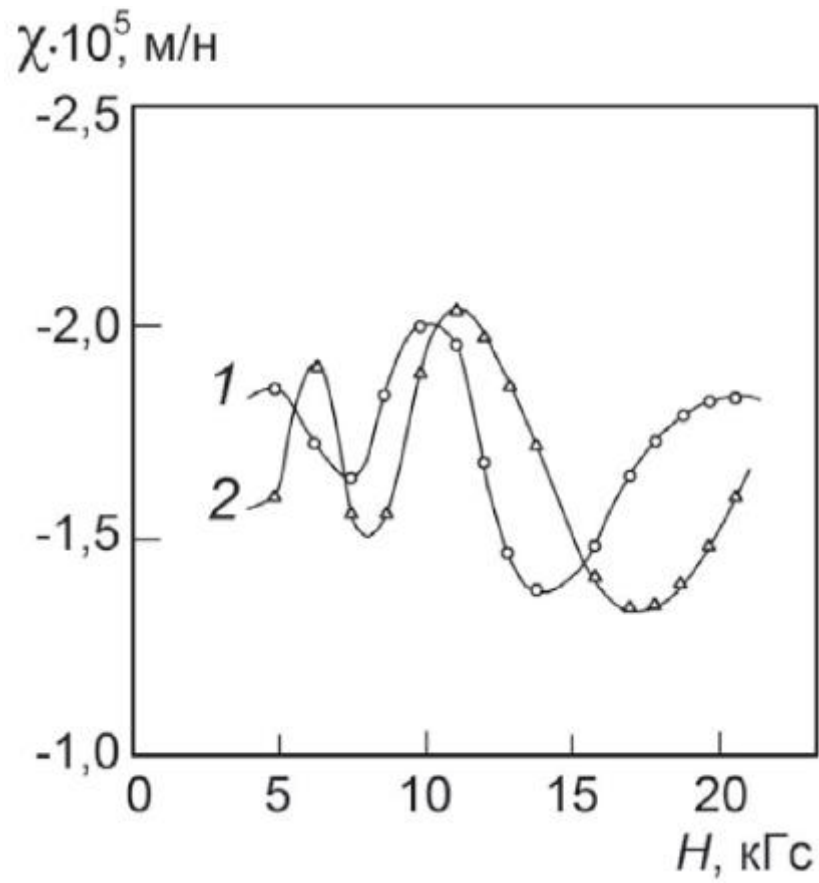


Рисунок 3. Осцилляции магнитной восприимчивости в висмуте – эффект де Гааза ван Альфена; 1) $T = 14,15$ К, магнитное поле направлено перпендикулярно бинарной оси, 2) $T = 20,43$ К, магнитное поле направлено параллельно бинарной оси

ШдГ и дГВА после их обнаружения в кристаллах висмута подробно исследовались в различных работах [41-48], а позднее и в других веществах, например, в цинке, бериллии и ниобии [49-52].

Наблюдение осцилляций магнетосопротивления и магнитной восприимчивости в рамках ШдГ и дГВА, соответственно, требует выполнения следующих условий [53, 54]: 1) столкновительное уширение между уровнями, которое определяется временем релаксации τ , должно быть меньше расстояния между ними, т.е. $\omega_c \tau \gg 1$; 2) тепловое размытие уровня Ферми должно быть небольшим: $E_F \gg k_B T$ (условие вырождения); 3) расстояния между уровнями должны превышать их тепловое размытие $\hbar \omega_c \gg k_B T$; 4) количество уровней Ландау, находящихся ниже уровня Ферми, должно быть больше нуля $E_F > \hbar \omega_c$ (условие квазиклассичности). Поэтому осцилляции обычно наблюдаются в относительно совершенных кристаллах при низких температурах в сильных магнитных полях.

Уровни Ландау при увеличении напряженности магнитного поля сдвигаются вверх по энергии, а поскольку при сильных магнитных полях и низкой температуре ширина теплового размытия уровня Ферми становится меньше расстояния между близлежащими уровнями Ландау, пересечение этими уровнями границы Ферми приобретает частотный характер. Каждый раз, когда это происходит, количество электронов, находящихся на уровне Ферми, резко увеличивается ввиду огромной плотности состояний на уровнях Ландау, в связи с чем меняется характер поведения различных термодинамических и кинетических параметров, присущих исследуемому материалу. Это и является причиной осцилляций магнетосопротивления и магнитной восприимчивости в условиях увеличения напряженности магнитного поля [53].

Если рассматривать однозонный металл с поверхностью Ферми в виде сферы с квадратичным законом дисперсии при $T = 0$ и пренебрегая спиновым расщеплением, а также принимая во внимание нулевую величину магнитной напряженности, в таком случае разрешенные состояния распределены равномерно внутри поверхности Ферми и соответствуют элементарным объемам $(2\pi\hbar)^3$. Радиус

квантованной орбиты электрона без учета спина в магнитном поле при этом определяется, как:

$$p_n = \sqrt{2m^*\hbar\omega_c(n + 1/2)}, \text{ где } n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.2.1)$$

Ввиду того, что p_n (1.2.1) не зависит от продольного квазиимпульса p_z орбиты электронов при заданном квантовом числе n совпадают между собой. Это приводит к тому, что разрешенные при $B = 0$ состояния электронов в пространстве квазиимпульсов в магнитном поле расположены на поверхности дискретных коаксильных круговых цилиндров (трубок), параллельных оси p_z . Описываемые цилиндры (трубки) называются цилиндрами или трубками Ландау [53, 54]. При этом, как было отмечено выше, осцилляции не зависят от формы квантового гармонического осциллятора – они наблюдаются как в круглых, так и, например, в прямоугольных контурах.

От высоты цилиндра Ландау внутри поверхности Ферми напрямую зависит количество заполненных состояний в нем электронами, поскольку с ее уменьшением увеличивается p_n и площадь поверхности цилиндра, соответственно. При увеличении величины магнитного поля число цилиндров в пределах поверхности Ферми уменьшается. Количество носителей на n -ом цилиндре Ландау обнуляется, когда $p_n = p_F = \sqrt{2m^*E_F}$ или же при $\hbar\omega_c(n + 1/2) = E_F$, а для $n+1$ -го цилиндра – в случае $\hbar\omega_c(n + 3/2) = E_F$ [54]. При этом стоит учитывать, что для электрона в электронной жидкости металла в магнитном поле разрешенные орбиты дискретны в пространстве квазиимпульсов:

$$S_n = \frac{2\pi|e|\hbar}{c} B(n + \frac{1}{2}), \quad (1.2.2)$$

где S_n – площадь сечения истинных изоэнергетических поверхностей электронов проводимости, близких к поверхности Ферми вещества. Это приводит к следующему выражению:

$$\frac{1}{B_n} = \frac{|e|\hbar}{cm^*E_F} (n + 1/2), \quad \frac{1}{B_{n+1}} = \frac{|e|\hbar}{cm^*E_F} (n + 3/2), \quad (1.2.3)$$

Теперь, как известно, можно определить период осцилляций магнетосопротивления ШдГ, как функцию обратной величины приложенного магнитного поля:

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{1}{B_{n+1}} - \frac{1}{B_n} = \frac{|e|\hbar}{cm^*E_F} = \frac{2\pi|e|\hbar}{cS_{ext}}, \quad (1.2.4)$$

где $S_{ext} = \pi p_F^2$ – экстремальное сечение поверхности Ферми в p -пространстве, при котором высота цилиндра Ландау внутри поверхности Ферми равна нулю [53-58]. Когда цилиндр выходит за пределы поверхности Ферми электроны с него перераспределяются на цилиндры внутри поверхности Ферми. Таким образом увеличивается степень вырождения состояний на цилиндрах, которые еще находятся внутри.

Общее выражение для осциллирующей части магнетопроводимости учитывает различные механизмы рассеяния электронов и влияние электрического поля на интеграл столкновений. Выглядит оно в скрещенных электрических и магнитных полях следующим образом:

$$\Delta\sigma^{ij} = -H^2 u_m^{ij}(E_F) \left(\frac{d \ln S_m(E_F)}{dE_F} \right) \frac{d\Delta M_z}{dH}, \quad (1.2.5)$$

Здесь i, j – направления электрического и магнитного полей, u_m^{ij} – тензор подвижности, S_m – экстремальное сечение поверхности Ферми, $\frac{d\Delta M_z}{dH}$ – производная осциллирующей части магнитного момента, который будет рассмотрен во второй части параграфа. Данное выражение требует выполнения условий наблюдения осцилляций, описанных выше: $\omega_c \tau \gg 1$, $E_F \gg k_B T$, $\hbar \omega_c \gg k_B T$, $E_F \gg \hbar \omega_c$.

В настоящее время исследование Шубниковских осцилляций является мощным инструментом определения концентрации и, в меньшей степени, подвижности носителей квантового транспорта, в том числе в подзонах, поскольку каждая из них вносит свой вклад в общую картину, т.е. имеет свой собственный период осцилляций. Расчет частот осцилляций проводится с использованием Фурье-анализа осцилляций ШдГ, что позволяет рассчитать энергию Ферми и концентрации носителей в подзонах: поскольку в условиях низких температур концентрация носителей, n_s , в двумерном пространстве связана с энергией Ферми, как:

$$E_F - E_i = \frac{\pi \hbar^2}{m^*} n_s, \quad (1.2.6)$$

то частота первой гармоники осцилляций магнетопроводимости, f , в обратном магнитном поле напрямую влияет на концентрацию носителей в двумерном пространстве:

$$n_S = \frac{ef}{\pi\hbar}, (1.2.7)$$

Стоит также отметить, что биения в осцилляциях ШдГ могут появляться при наличии спинового расщепления подзон. Так, исследуя двумерную систему в скрещенных магнитных полях, можно с высокой точностью определить g-фактор носителей заряда [53, 54]. Величину зеемановского расщепления, заданного параллельным полем, можно определить по частоте биений. Подобный метод исследования имеет существенно большую точность и область применения по сравнению с более классическим измерением осцилляций магнетосопротивления в наклонном магнитном поле.

Как было сказано выше, природа осцилляций магнитной восприимчивости та же, что и у осцилляций магнетосопротивления в рамках эффекта Шубникова – де Гааза – квантование орбитального движения заряженных частиц в магнитных полях. Поэтому периодичность осцилляций магнитной восприимчивости в зависимости от магнитного поля та же, что и у магнетосопротивления в эффекте ШдГ, и определяется формулой (1.2.4).

В соответствии с теорией квантовых осцилляционных эффектов Лифшицем и Косевичем [59] была рассчитана формула осциллирующей части магнитного момента вдоль магнитного поля ΔM_z , определяющей амплитуду осцилляций:

$$\Delta M_z = -\frac{V_{cr}}{\pi^2\sqrt{2\pi}\hbar^3} \left(\frac{e\hbar}{c}\right)^{3/2} \frac{\sqrt{H}S_m(\xi)}{|d^2S_m/dp_z^2|^{1/2}dS_m(\xi)/d\xi} * \\ * \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\psi(k\lambda)}{k^{3/2}} \sin\left[\frac{k c S_m(\xi)}{e\hbar H} \pm \frac{\pi}{4} - 2k\pi\gamma\right] \cos\left[\frac{k}{2m_0} \frac{dS_m(\xi)}{d\xi}\right], (1.2.8)$$

Здесь V_{cr} – объем кристалла, ξ – химический потенциал электронов, $S_m(\xi)$ – экстремальное сечение поверхности Ферми электронов, $\psi(x) = x/shx$, $\lambda = \frac{\pi\hbar k_B T}{e\hbar H} \frac{dS_m(\xi)}{d\xi}$, T – температура. $\frac{\pi}{4}$ входит со знаком плюс, если сечение Ферми минимальное, и наоборот, если сечение максимальное. Температурная зависимость амплитуды осцилляций позволяет найти значение циклотронной массы электрона

$m_c = \frac{1}{2\pi} \frac{dS_m(\xi)}{d\xi_F}$. Осциллирующая же часть магнитной восприимчивости при этом имеет вид $\chi = \Delta M_z / dH$. Таким образом, анализируя температурную зависимость амплитуды осцилляций дГВА, возможно оценить величину эффективной массы носителей [60, 61]. Стоит отметить, что первоначально формула Лифшица-Косевича была единственной, позволяющей определить значение эффективной массы.

§1.3. Квантовый эффект Холла

1.3.1. Классический эффект Холла

В 1879 г. Эдвин Холл провел эксперимент в результате которого обнаружил уникальные особенности электрических свойств проводника в магнитном поле, получившие в последствии название эффект Холла [62]. Суть данного явления заключалась в том, что в проводнике с током, помещенном в перпендикулярное магнитное поле, появляется электрическое поле, перпендикулярное и току, и магнитному полю. Дело в том, что магнитное поле приводит к появлению силы Лоренца, которое отклоняет электроны от направления тока. В результате появляется избыток заряда на одной из сторон проводника по сравнению с другой, что в конечном итоге приводит к возникновению разности потенциалов V_H на боковых контактах образца.

Отношение холловского напряжения V_H к протекающему через проводник току I называется холловским сопротивлением R_H . При этом оно не является сопротивлением в обычном понимании из-за перпендикулярности поля к току. Очевидно, что чем больше магнитное поле, тем сильнее отклоняются электроны в сторону, соответственно, холловское напряжение становится больше. При этом холловское сопротивление растет при уменьшении концентрации носителей n в проводнике. Таким образом, холловское напряжение линейно меняется в зависимости от магнитного поля (рисунок 4), $R_H \sim B/n$. Полная же формула холловского сопротивления следующая:

$$R_H = \frac{B}{ne}, (1.3.1)$$

При этом холловское сопротивление не зависит от свойств от образца, в котором наблюдается – ни от его массы, формы, топологии. Поэтому эффект Холла стал использоваться как стандартный метод определения концентрации и подвижности свободных носителей в проводниках, что позволило наконец интерпретировать данные электрических измерений. Важным уточнением также является тот факт, что, как отмечал Холл, необходимо стабилизировать тянущий ток для проведения измерений, поскольку образцы бывают разной плотности. Для этого обычно используется балластное сопротивление [62].

Стоит подчеркнуть, что в обычном эффекте Холла образец пребывает в дрейфовом режиме, вследствие чего никаких квантово-механических явлений в нем не наблюдается. Однако, если перейти в фермиевский режим, то возникает квантовая интерференция носителей, которая в рамках эффекта Холла видоизменяет линейную зависимость холловского сопротивления от магнитного поля, превращая ее в ступенчатообразную. Этот переход был продемонстрирован К. фон Клитцингом.

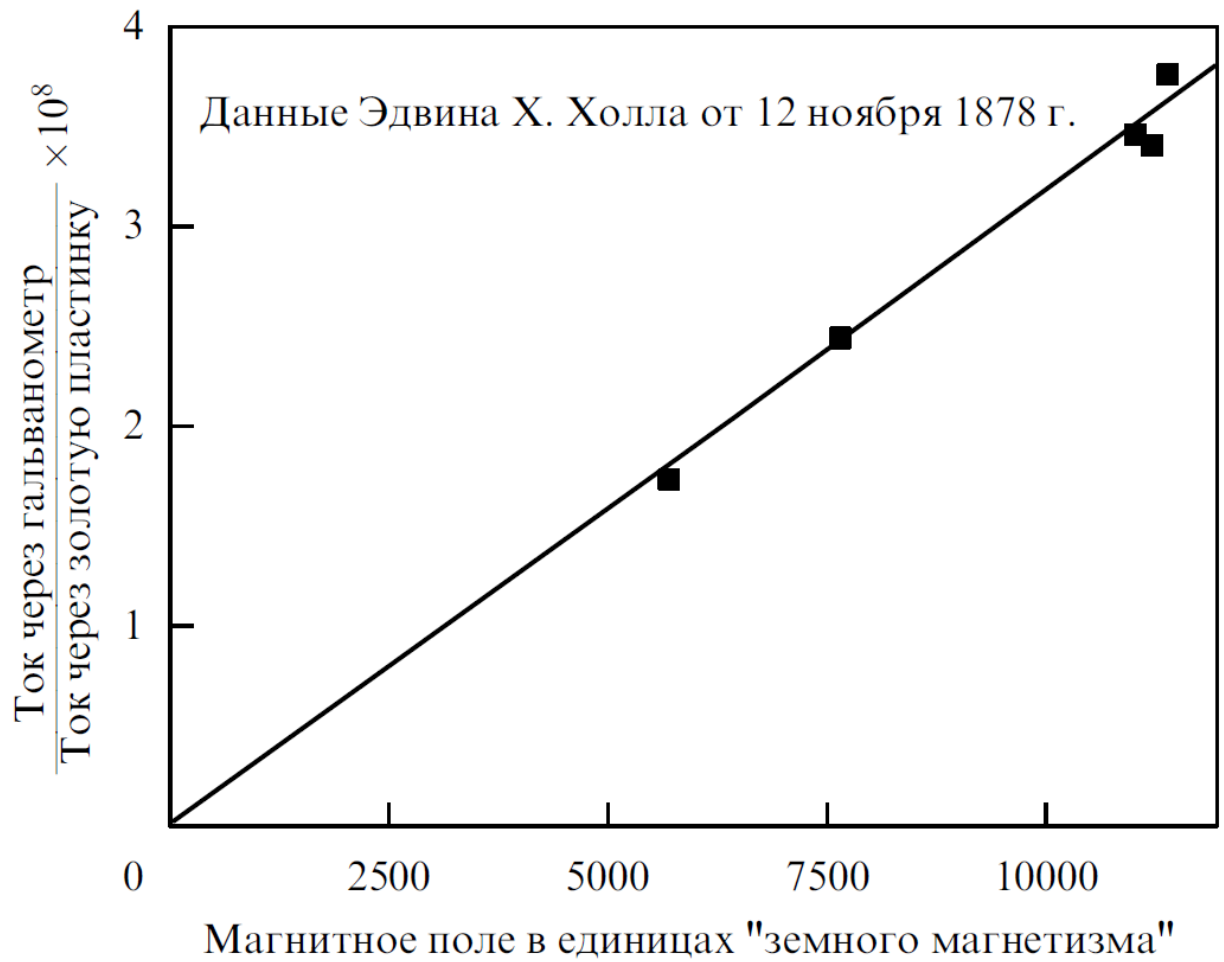


Рисунок 4. График по данным эксперимента Эдвина Холла, представляющий собой линейную зависимость холловского поля от магнитного поля.

1.3.2. Двумерные электронные системы

Важнейшим элементом в наблюдении квантового эффекта Холла является наличие двумерной электронной системы (2DES) [63]. Это система, в которой движение электронов ограничено по одному из направлений, обычно задаваемого по оси «z», а в плоскости «ху» при этом оно абсолютно свободно. В рамках создания подобной 2DES в нашем трехмерном мире необходима сила, которая будет прижимать электроны, и поверхность, к которой они будут прижиматься. Подобной поверхностью может являться раздел двух веществ, обычно полупроводник-диэлектрик. При этом для прижима используется электрическое поле (рисунок 5), которое не дает носителям заряда уйти внутрь полупроводника, в то время как высокий потенциальный барьер на поверхности раздела не дает войти в диэлектрик, в результате чего носители оказываются зажаты в плоскости «ху» вблизи границы раздела. Электрическое поле создается специальным электродом, называемым «затвором», который в свою очередь отделен диэлектриком.

В настоящее время наиболее оптимальный способ создания 2DES заключается в использовании поверхности раздела связок полупроводник-диэлектрик или полупроводник-полупроводник. Ярчайшим примером варианта полупроводник-диэлектрик являются кремниевые полевые МОП-транзисторы, где МОП – это металл – оксид – полупроводник (рисунок 6а) [64]. В этом случае движение электронов осуществляется вдоль приповерхностного слоя кремния вблизи границы раздела, поскольку частицы прижимаются к слабо проницаемому барьеру из оксида кремния электрическим полем, которое индуцируется затвором, размещенным поверх стекла.

Электрическое поле обусловлено положительными зарядами на электроде, притягивающими отрицательно заряженные электроны в полупроводнике. Они двигаются в сторону электрода, постепенно теряя потенциальную энергию, и, упершись в барьер окиси кремния, попадают в положение с минимальной энергией в данном случае. В итоге образуется узкая потенциальная яма, электроны внутри которой образуют двумерный электронный газ.

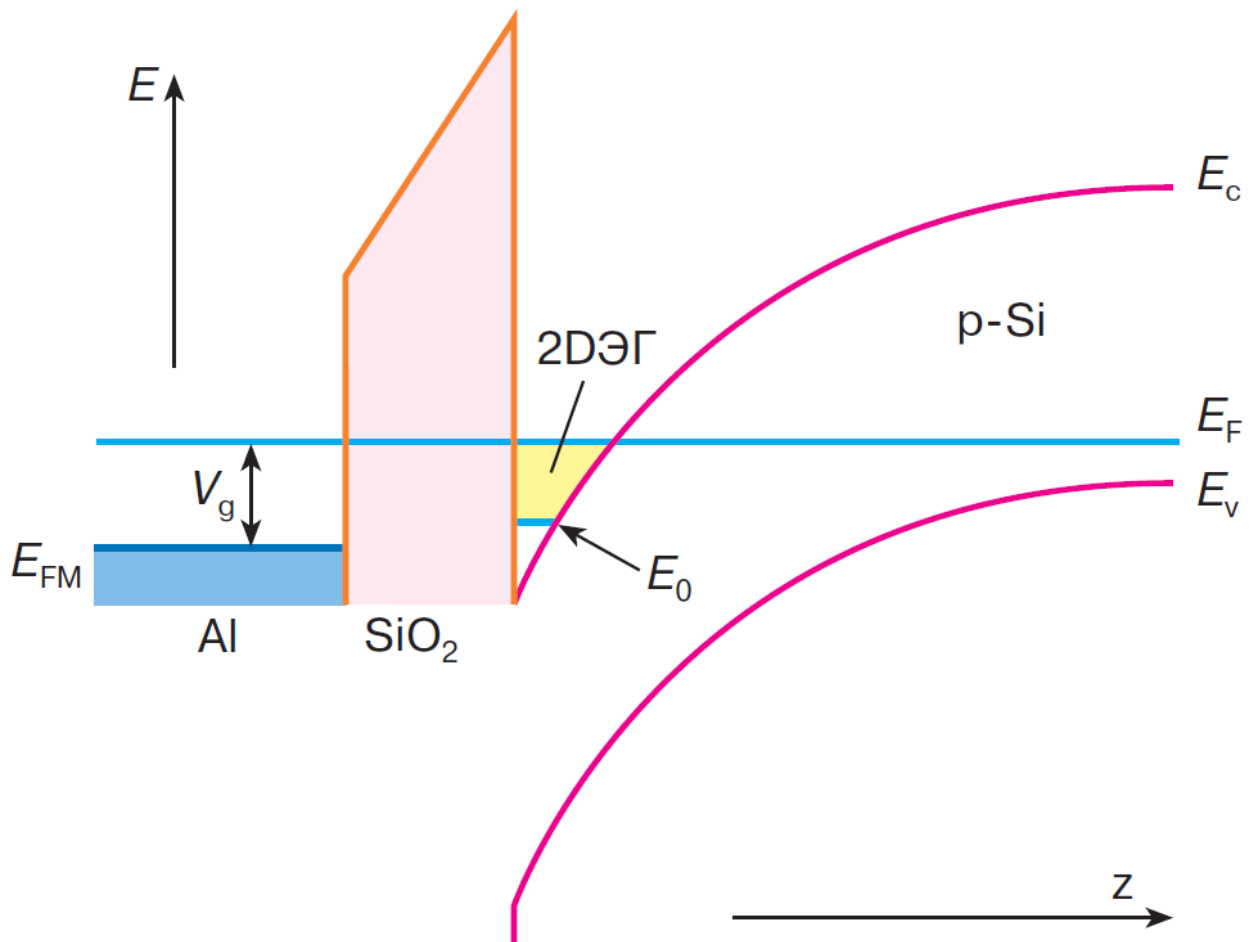


Рисунок 5. Зонная картина Si/SiO₂ транзистора: E_c – дно зоны проводимости, E_v – потолок валентной зоны, 2DЭГ – двумерный электронный газ, E_f – уровень Ферми в кремнии, E_{FM} – уровень Ферми в затворе, V_g – разность потенциалов между затвором и кремнием.

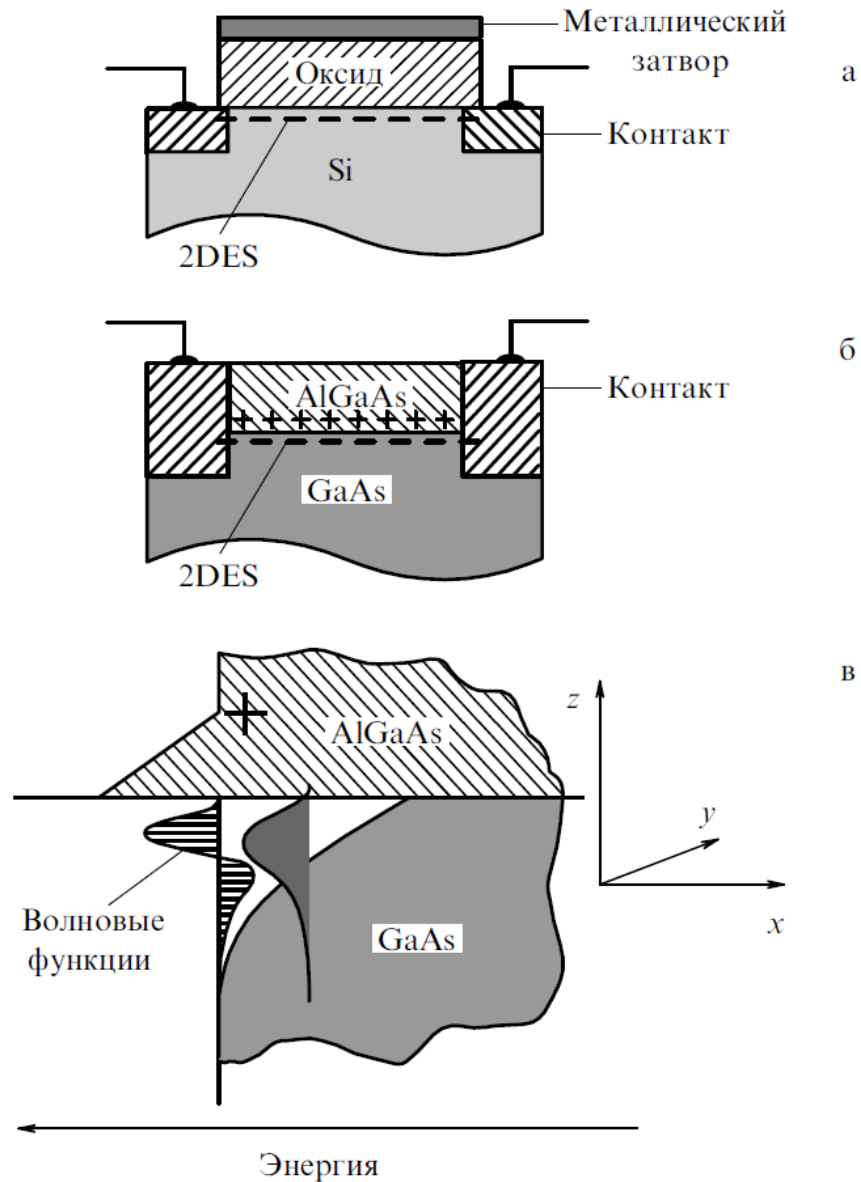


Рисунок 6. а) Схематическое изображение МОП-транзистора на кремнии. 2DES – электронная двумерная система, создаваемая в слое кремния вблизи оксида кремния, запираемая возле границы раздела напряжением между металлическим затвором и полупроводником. б) Схематическое изображение легированной гетероструктуры типа полупроводник-полупроводник AlGaAs/GaAs. 2DES в данном случае находится в слое GaAs и запирается у границы раздела притяжением положительно заряженных ионов примесей кремния в слое AlGaAs. в) энергетическая схема в гетероструктуре AlGaAs/GaAs. В ней видно, что электроны по оси z могут принимать лишь определенные дискретные значения энергии, таким образом энергетический спектр гетероструктуры квантуется.

Изменение напряжения между затвором и полупроводниковой частью МОП-транзистора влияет на ширину потенциальной ямы, что позволяет регулировать концентрацию носителей внутри нее. Данное свойство делает описываемую 2DES отличным транзистором.

В трехмерном полупроводнике энергия имеет непрерывный спектр и определяется следующим образом:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2), \quad (1.3.2)$$

где k – волновой вектор, а m^* – эффективная масса электрона.

В случае 2DES, когда электрическое поле электрода настолько сильно прижимает электроны, что их движение ограничено по одному из направлений, то соответствующая этому направлению энергия будет квантоваться и принимать лишь дискретные значения (рисунок 6в). В таком случае энергию системы можно записать следующим образом:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) + E_n, \quad (1.3.3)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ – это номер подзоны размерного квантования. В условиях низких температур, когда тепловое уширение уровня Ферми меньше расстояния между подзонами, и низких плотностей носителей, электроны находятся в одной, низшей подзоне. Данный случай именуется существенным квантовым пределом. Лишь в этой ситуации газ называется двумерным, а когда заполнено несколько подзон, речь идет о квазидвумерном газе. Полная же энергия 2DES для двумерного газа рассчитывается через решение уравнения Шредингера:

$$E_n = E_0 + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\Omega + sg\mu_B H, \quad (1.3.4)$$

где E_0 – энергия самой низкой подзоны, $s = \pm 1/2$, Ω – угловая скорость вращения частицы под действием силы Лоренца, g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора.

Энергетическая плотность состояний носителей в 2DES является одним из ключевых параметров данных систем [63, 64]. В случае отдельной подзоны в двумерной системе с энергией в интервале от E до $E+dE$ эта величина будет принимать значения:

$$D(E) = D_0 = \frac{m}{\pi \hbar^2}, \quad (1.3.5)$$

поскольку число состояний с энергией в интервале от E до $E+dE$ на единицу площади равно $D(E)dE = \left(\frac{m}{\pi \hbar^2}\right) dE$. При этом отличительной особенностью двумерных систем является независимость плотности состояний ее подзон размерного квантования от энергии. Благодаря данному свойству зависимость полной плотности двумерных состояний от энергии выглядит, как лестница, где новая ступенька возникает при заполнении предыдущей подзоны, то есть при $E = E_n$ (рисунок 5).

Другой важной характеристикой 2DES является подвижность носителей заряда в материале. Для достижения ее наиболее высоких показателей вместо диэлектрика в МОП-транзисторах используется технология легирования – добавление примесей в полупроводник в системе полупроводник-полупроводник. Лучшим представителем подобного подхода на сегодняшний день является сэндвич GaAs/AlGaAs (рисунок 6б). В нем электроны «предпочитают» находиться в слое GaAs ввиду разницы энергии свободных электронов (сродство к электрону). Обычно она составляет 300 мэВ. Это обеспечивается примесями кремния, которые вводятся в непосредственной близости к границе раздела сред. Кремний имеет на электрон больше, чем атом галлия, легко отдавая этот электрон в полупроводник, однако оставшиеся ионы не отпускают их далеко. Таким образом появляются свободные электроны в слое GaAs, которые при этом прижимаются к границе раздела сред положительно заряженными ионами кремния внутри AlGaAs. Преимуществом подобных систем является практически идентичная атомарная структура слоев, позволяющая уменьшить количество дефектов на границе раздела, и тем самым увеличить длину свободного пробега носителей, то есть подвижность электронов.

1.3.3. Целочисленный квантовый эффект Холла

Целочисленный и дробный квантовый эффекты Холла – одни из ключевых явлений, которые по своей роли и значимости в квантовой физике можно сравнить с явлениями сверхпроводимости и сверхтекучести. Они подразумевают квантование холловской проводимости в двумерном электронном газе в условиях низких температур и сильных ортогональных магнитных полей, обычно измеряемое в единицах e^2/h . При этом точность квантования настолько велика, что позволяет измерить отношение фундаментальных констант e^2/h и определить постоянную тонкой структуры e^2/hc .

Сперва в 1980 году был зарегистрирован целочисленный (или нормальный) квантовый эффект Холла (ЦКЭХ), чье открытие принадлежит К. фон Клитцингу, М. Пепперу и Г. Дорда [65], затем Р. Лафлин предложил интерпретационную модель ЦКЭХ, используя в ее основе квант магнитного потока [66]. За открытие ЦКЭХ фон Клитцинг стал лауреатом Нобелевской премии в 1985 г. В 1982-1983 гг. был обнаружен и объяснен дробный квантовый эффект Холла (ДКЭХ), за что в 1998 году Х. Штёрмер, Д. Цуи [67] и Р. Лафлин [68] также получили Нобелевскую премию.

В 1980 г. фон Клитцинг провел эксперимент, где планировал изучить эффект Холла в условиях сильного магнитного поля и очень низких температур в 2DES системе [65]. Однако, вместо линейной зависимости холловского сопротивления R_H от магнитного поля он наблюдал ступенчатый характер зависимости R_H с широкими плато (рисунок 7). Более того, величина плато холловского сопротивления оказалась квантована с необычайно высокой точностью на величину $R_H = (ie^2)$, где i – целое число, что в итоге привело к введению нового стандарта величины сопротивления – h/e^2 . При этом продольное магнетосопротивление образца в момент появления следующего плато поперечной составляющей всегда стремится к нулю, т.е. квантование холловского сопротивления сопровождается соответствующими шубниковскими осцилляциями, что является отличительным признаком ЦКЭХ.

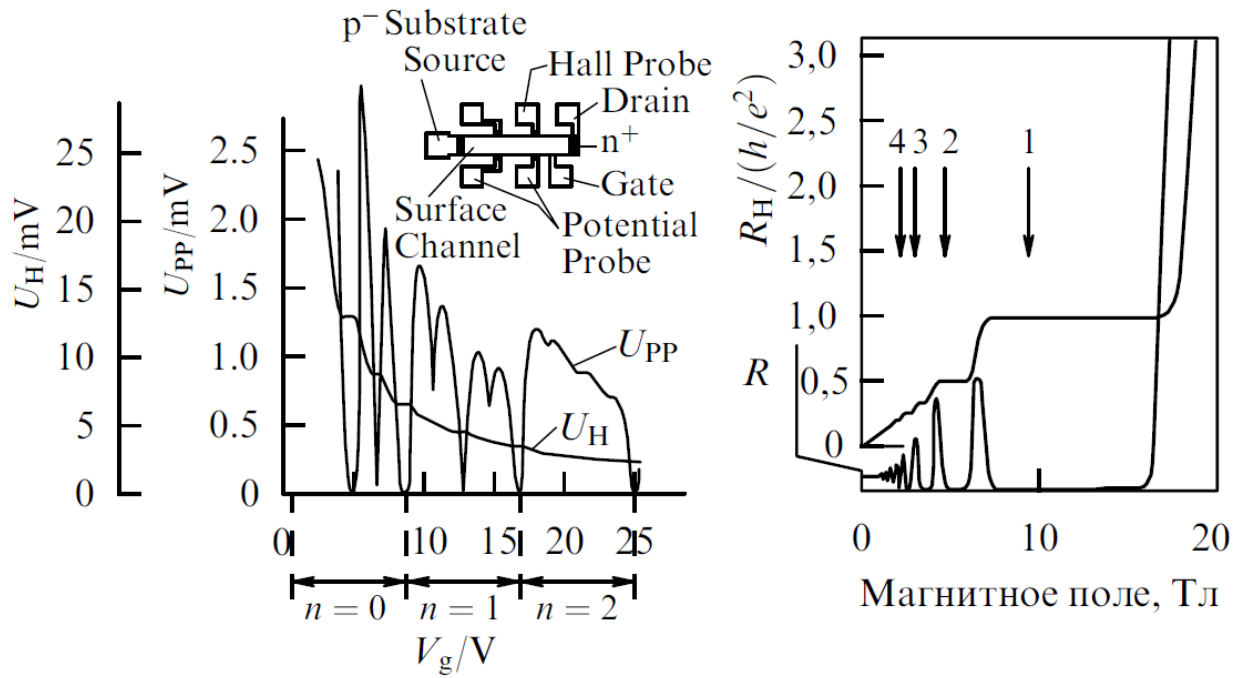


Рисунок 7. Открытие ЦКЭХ в образце GaAs/AlGaAs. Слева: зависимости магнетосопротивления U_{PP} и холловского напряжения U_H от напряжения затвора V_g . Видны плато U_H и минимумы U_{PP} . Зависимости получены фон Клитцингом в кремниевом МОП-транзисторе. Справа: зависимости магнетосопротивления R и холловского сопротивления R_H в единицах h/e^2 от магнитного поля.

А поскольку появляется эффект ШдГ и с ним существует неразрывная связь, можно утверждать, что ЦКЭХ также связан с размерным квантованием Ландау.

Как было показано выше, в условиях сильного магнитного поля при низких температурах в 2DES системах носители ограничены в движении по оси z и могут иметь лишь соответствующие уровням Ландау значения энергии. Таким образом в их энергетическом спектре есть широкие энергетические щели между доступными электронам значениями.

Именно эта особенность лежит в природе явления ЦКЭХ, ведь в трехмерных системах у носителей непрерывный энергетический спектр, поскольку свободное движение по оси z может добавить любые значения энергии. В трехмерном пространстве уровни Ландау не отделены друг от друга щелями и наблюдается обычный эффект Холла с линейной зависимостью холловского сопротивления R_H от магнитного поля B .

Другой важной особенностью ЦКЭХ является фиксированное число носителей, которые находятся на уровнях Ландау. Данный факт является следствием конечного числа орбит d , доступных для заполнения электронами, в отношении каждого уровня Ландау на единицу поверхности проводника. Оно выражается, как $d = eB/h$. Стоит отметить, что на это число не влияют никакие характеристики образца и зависит оно лишь от универсальных констант. Увеличение емкости или же количества доступных орбит на энергетических уровнях для заполнения электронами также принято называть вырождением уровней Ландау.

Допустим образец находится в магнитном поле при низкой температуре. В условиях постоянной плотности электронов n и очень сильном магнитном поле носители сконденсируются на один, низший уровень Ландау. При уменьшении магнитного поля величина доступных для заполнения орбит d будет сокращаться и в какой-то момент, когда последний уровень будет весь заполнен, при $B_1 = nh/e$, электронам придется перепрыгивать на уровень вверх, преодолевая щель между уровнями Ландау. При значениях $B_2 = nh/(2e) = B_1/2$ электронам снова придется перепрыгивать щель и перемещаться на следующий по энергии уровень Ландау.

Таким образом есть определенная зависимость магнитных полей, имеющая вид $B_i = nh/(ei)$, при которой электроны полностью занимают конечное число уровней Ландау и при дальнейшем уменьшении магнитного поля, B , начнут заселять вышестоящий уровень Ландау. Именно в эти моменты холловское сопротивление скачкообразно изменяется, а продольное сопротивление стремится к нулю. Если подставить в формулу классического холловского сопротивления $R_H = B/(ne)$ полевую зависимость B_i , то получится так называемое сопротивление квантового эффекта Холла или квантованное холловское сопротивление: $R_H = h/(ie^2)$, $i = 1, 2, 3, \dots$

Фундаментальная природа появления широких плато холловского сопротивления и глубоких провалов магнетосопротивления лежит в локализации носителей. Даже с учетом особо точных технологий производства двумерных систем, используя практически идентичные по атомарной структуре вещества, на границах раздела все равно остаются определенные дефекты или неровности. Из-за этих особенностей во время заполнения уровня Ландау некоторые из электронов попадают в зоны локализации, оказываясь захваченными внутри этого пространства. Они более не участвуют в проводимости, а поскольку дефекты на границе раздела повторяются для каждого уровня Ландау, данная ситуация происходит постоянно, при заполнении текущего уровня и перехода носителей к следующему по энергии. При этом данные локализованные зоны никак не мешают носителям заполнять состояния на энергетическом уровне, но при этом именно они вначале заполняются или освобождаются электронами. В этот момент холловское сопротивление не меняется, а магнетосопротивление стремится к нулю, поскольку проводящие зоны уровня Ландау остаются полностью заполненными. Это и является причиной протяженных постоянных значений холловского сопротивления и минимумов магнетосопротивления в данном случае. Таким образом, описанные выше несовершенности образцов можно считать причиной наблюдения ЦКЭХ. Абсолютно гладкая поверхность раздела привела бы к появлению обычной линейной зависимости на графике холловского сопротивления от приложенного магнитного поля.

Однако есть и другая модель интерпретации ЦКЭХ, которую в 1981 году предложил Лафлин [66]. Она заключается в том, что наблюдаемое квантование может быть описано из калибровочной инвариантности и существования щели подвижности. Рассматривая ленту двумерного металла, согнутую в петлю определенной окружности и пронизываемую повсюду магнитным полем, нормальным к ее поверхности, видно, что плотность состояний системы в случае отсутствия беспорядка состоит из последовательности δ -функций, по одной на каждый уровень Ландау. В случае беспорядка они расширяются в полосы расширенных состояний, разделенных хвостами локализованных состояний – с уровнем Ферми, лежащим в щели подвижности. Лафлин использовал формулу электромагнитной индукции Фарадея, поэтому здесь полный ток, текущий по петле, описывается, как изменение полной электронной энергии E к изменению магнитного потока:

$$I = \frac{\Delta E}{\Delta \Phi} = \frac{ie^2 U}{h}, \quad (1.3.6)$$

где U – поперечное напряжение петли, e – заряд электрона, а $\Delta \Phi = \Delta B \cdot S$, где B – электромагнитная индукция, а S – эффективная площадь образца, на которую происходит захват квантов магнитного потока. Отсюда можно представить холловское сопротивление, как $R_H = h/(ie^2) = (h/e)/(ie)$, то есть как отношение кванта магнитного потока, $\Phi_0 = h/e$, к заряду электрона e на номер заполненного уровня Ландау i . Таким образом, квантованное холловское сопротивление можно трактовать, как меру заряда $e = \Phi_0 / (iR_H)$. И ЦКЭХ является очень точной мерой заряда.

1.3.4. Дробный квантовый эффект Холла

В 1982 г. Дэниэль Цуи и Хорст Штёрмер провели эксперимент, поместив модулированно-легированный образец GaAs/AlGaAs (рисунок 6б) с огромной электронной подвижностью порядка $90 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$ и низкой электронной плотностью $1,23 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в сильное магнитное поле в условиях температуры жидкого гелия, надеясь достигнуть существенно квантового предела и зарегистрировать признаки вигнеровского кристалла, существование которого

было ранее предсказано теоретически [67]. Но вместо этого они зарегистрировали иные особенности поведения зависимости холловского сопротивления R_H от величины магнитного поля B : обнаружив уже известные плато холловского сопротивления при изменении магнитного поля, а также определив момент вырождения уровней Ландау, приведшему к существованию лишь одного, нижнего уровня, на котором скопились все носители в материале, они ожидали, что дальше будет наблюдаться лишь линейная зависимость $R_H(B)$, соответствующая обычному эффекту Холла. Однако при сильном увеличении магнитного поля, при $B = 15$ Тл снова возникли плато холловского сопротивления и минимум магнетосопротивления, что явилось полной неожиданностью (рисунок 8).

Это, казалось, не было следствием ЦКЭХ, поскольку он по природе своей является эффектом полного заполнения уровней Ландау, а после $B = 5$ Тл, когда все электроны перешли на последний уровень Ландау, больше им смещаться было некуда. Подобное уникальное явление получило собственное название – дробный квантовый эффект Холла (ДКЭХ).

Исходя из модели Лафлина [66], что холловское сопротивление является мерой заряда частицы, разница холловского сопротивления между плато при 5 Тл и 15 Тл, т.е. в три раза, соответствовала заряду $q = \Phi_0 / (3h/e^2) = e/3$. Условия проведения эксперимента были таковы, что никак не могли привести к созданию нового заряда типа кварка с дробным зарядом $1/3$ e , поэтому необходимо было найти иное объяснение.

Причинами наблюдения эффекта ЦКЭХ считалось размерно-квантованное движение электронов в 2DES в условиях магнитного поля и флуктуации приграничного к разделу сред потенциала, создающего зоны локализации. Электрон-электронное взаимодействие не относили к категории важных аспектов для объяснения ЦКЭХ, поскольку все остальные носители участвуют лишь в заполнении уровней Ландау, поэтому ЦКЭХ определили в одночастичные явления.

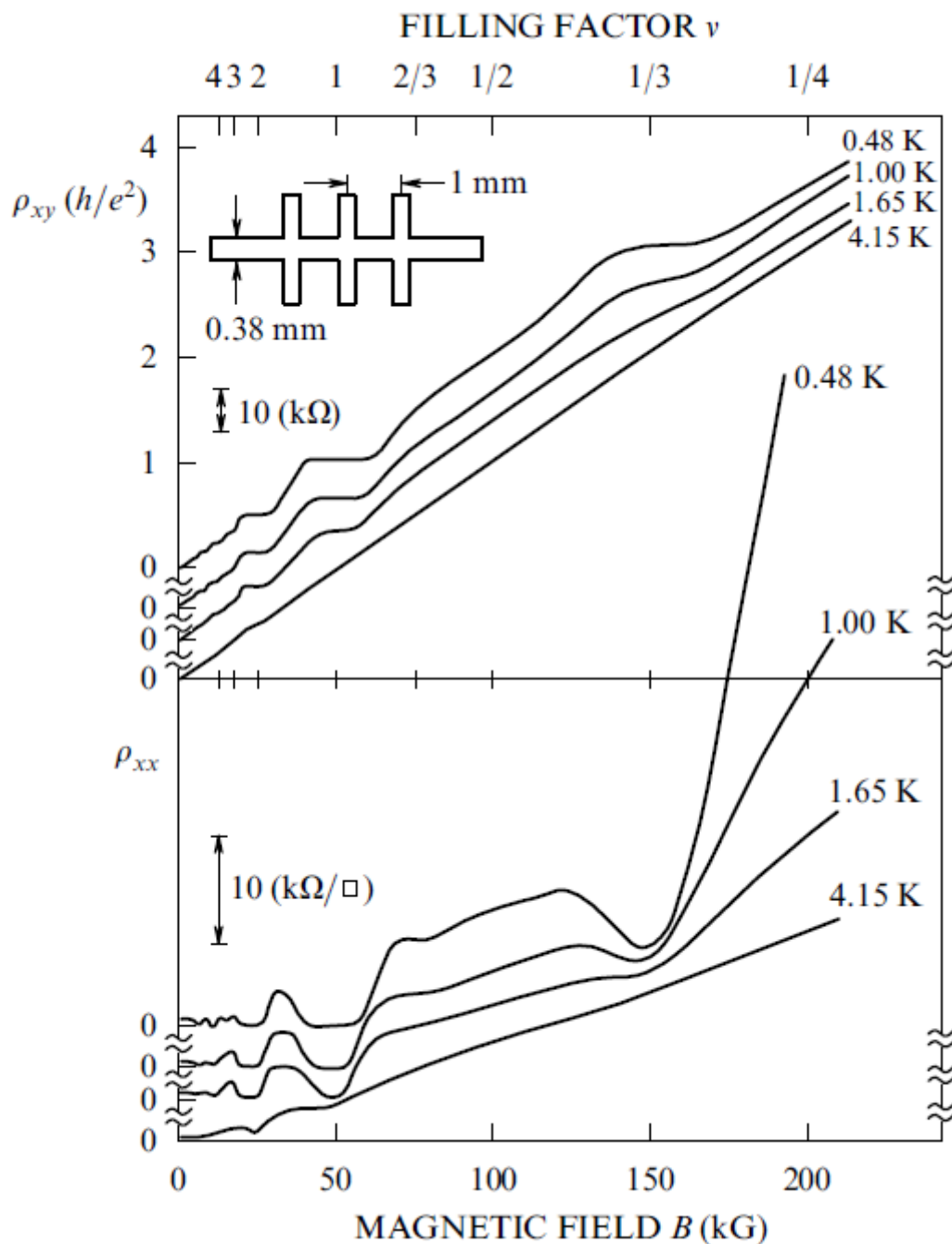


Рисунок 8. Открытие ДКЭХ. Сверху – зависимость холловского сопротивления в единицах h/e^2 от магнитного поля, снизу – зависимость магнетосопротивления в единицах h/e^2 от магнитного поля. Получены на образце GaAs/AlGaAs, величиной 6×1.5 мм. Эксперимент проводился для разных температур. Сверху указан фактор заполнения уровней Ландау ν .

ДКЭХ же напротив являлся многочастичным эффектом в рамках модели «вихрей», состоящих из квантов магнитного потока, которую предложили Штермер, Цуи и Лафлин, поскольку, по их мнению, причина его возникновения лежала во взаимодействии между носителями [64]. В ЦКЭХ электроны не могут выбирать наиболее выгодные энергетические положения, поскольку они всегда ограничены емкостью уровней Ландау. Однако, при увеличении магнитного поля уже после вырождения до последнего, низшего уровня, в нем и дальше появляется больше места, поскольку вырождение продолжается. Электроны начинают искать положения, в которых они будут наиболее удалены друг от друга. Подобные системы крайне тяжело предсказать теоретически, поскольку они являются динамическими.

Лафлин предложил прототип волнового уравнения, описывающего основное состояние для электронов в ДКЭХ с зарядом или фактором заполнения, равным $1/3$ [68]:

$$\Psi_m(z_1, \dots, z_N) = \prod_{j < k}^N (z_j - z_k)^m \exp \left[-\frac{1}{4l^2} \sum_j^N |z_j|^2 \right], \quad (1.3.7)$$

где m – нечетное целое число (здесь 3), $z_j = z_j + iy_j$ – координата j -й частицы в комплексном представлении. Вообще говоря, при нечетных m , в частности в описываемом случае при $m = 3$, все происходит в жидкой фазе. Этот тезис был использован для предсказания особенностей при факторе заполнения $1/5$ и также лег в основу модели описания ДКЭХ. Волновая функция Лафлина принесла автору часть нобелевской премии 1998 года.

Теперь рассмотрим модель «вихрей» подробнее. В квантовой механике электроны тождественны друг другу и их невозможно отличить друг от друга. В 2DES их совокупность представляет собой аналог жидкости и можно говорить лишь про вероятность обнаружения частицы в одной из точек пространства. Эта вероятность определяется взаимным отталкиванием электронов друг от друга при условии, что другая частица находится в каком-то определенном месте. Для интуитивного понимания удобно представлять, что в случае приложения магнитного поля к описанному выше морю электронов в нем создаются этим полем «вихри», по одному на каждый квант магнитного потока. Помимо простоты

восприятия это также отображает физический процесс закручивания фазы, то есть изменения фазы волновой функции при обходе вокруг центра вихря. Внутри центра плотность состояний равна нулю, в то время как к границам вихря она выравнивается к среднему значению. Принято считать, что один вихрь несет в себе один квант магнитного потока.

В то время как электрон представляет собой сгусток заряда, вихрь же олицетворяет его отсутствие. Их комбинация очень выгодна с точки зрения энергетического баланса: если поместить электрон внутрь вихря, последний выталкивает все остальные соседние частицы, обеспечивая тем самым уменьшение кулоновского отталкивания друг от друга. С другой стороны, это также можно объяснить выполнением закона запрета Паули [69] – что в одном квантовомеханическом состоянии может находиться лишь один фермион, представителем которого электрон и является.

Теперь, в момент полного заполнения низшего уровня Ландау всеми электронами системы, $\mu = 1$, на каждый электрон приходится ровно один вихрь. Можно сказать, что ЦКЭХ, который наблюдается при $\mu = 1$, является следствием выполнения запрета Паули. Однако, при дальнейшем увеличении магнитного поля и, соответственно, вырождения энергетического уровня, число состояний на нем будет увеличиваться, в то время как количество электронов будет оставаться прежним. Поскольку в этом случае будут создаваться новые вихри, представляющие собой кванты магнитного потока, который все увеличивается, наблюдаемое движение частиц станет определяться кулоновским отталкиванием, ведь на каждый электрон начинает приходиться большее число вихрей. Это и есть описанная Цуи и Штермером природа многочастичных взаимодействий, определяющих, по их мнению, природу возникновения ДКЭХ.

Концепцию вихрей в море электронов можно также рассматривать, как захват последними квантов магнитного потока. Когда это происходит образуются новые объекты, так называемые композитные частицы (КЧ) [64]. Таким образом, можно перейти от системы взаимодействующих «обычных» частиц к слабо взаимодействующим КЧ. При этом стоит понимать, что поведение КЧ отличается

от электронного, поскольку квант магнитного потока регулирует положение КЧ в пространстве, и с ее точки зрения магнитного поля вокруг нет. При этом квант, а вернее число захваченных электроном квантов, влияет на спин образованной КЧ и может превратить фермион в бозон и наоборот.

Наличие кванта магнитного потока меняет статистику частиц, поскольку каждый квант добавляет закручивание фазы, умножая волновую функцию на -1 (рисунок 9). Таким образом, количество захваченных квантов напрямую влияет на природу КЧ, является она бозоном или фермионом: если количество нечетно, то образуется композитный бозон (КБ), а в случае с четным количеством – композитный фермион (КФ).

В случае заполнения на $1/3$ нижнего уровня Ландау число вихрей в три раза превышает число электронов, образуются КБ, а поскольку в системе КЧ внешнее магнитное поле эффективно отсутствует, то КБ бозе-конденсируются в новое состояние с характерной энергетической щелью. Именно она отвечает за идентифицированное плато холловского сопротивления в эксперименте Цуи и Штёрмера (рисунок 8). При этом дальнейшее увеличение магнитного поля, после, например, достижения $\mu = 1/3$, приводит к появлению новых вихрей, которые не захвачены какими-либо электронами, т.к. это потребовало бы перераспределения внутри системы частиц и изменения симметрии [64]. Получается в каждом вихре существует дефицит заряда, который в данном случае равен $1/3$. Это суть есть квазичастица с дробным зарядом. Она появляется лишь благодаря взаимодействию между многими частицами и не существует в системе с изолированными электронами.

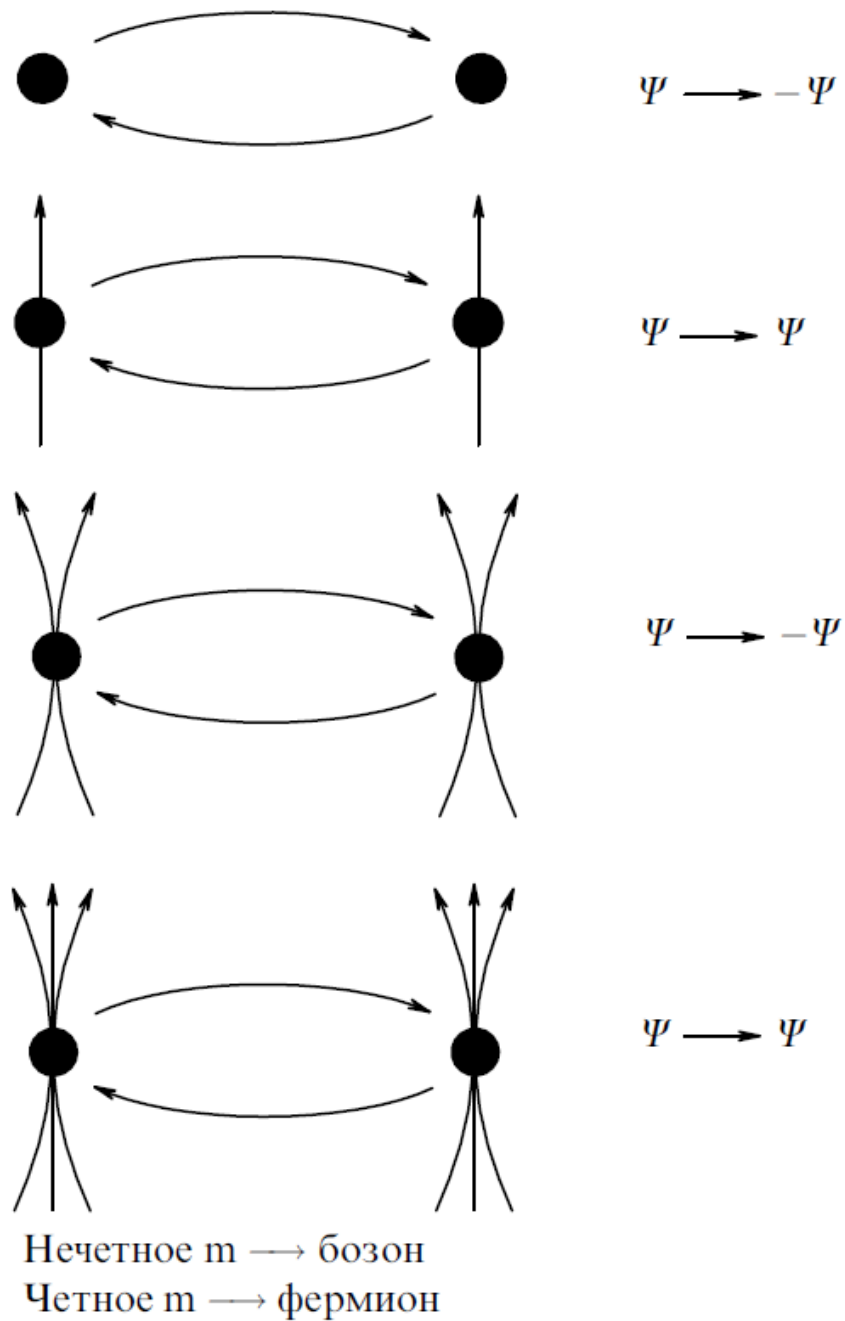


Рисунок 9. Статистика электронов и образующихся в сочетании с квантом магнитного потока КЧ. Если медленно менять друг с другом местами две частицы, это повлияет на их волновую функцию Ψ . Для фермионов подобная перестановка умножит Ψ на -1, для бозонов – на +1. Электрон – фермион, соответственно, если он захватил нечетное количество квантов магнитного потока, то Ψ умножится при обмене двух частиц на +1, то есть КЧ станет КБ. Если же электрон захватил четное количество квантов, то Ψ умножится на -1, значит образуется КФ. m – число квантов магнитного потока.

Однако, как показывают последние исследования [70], феноменологически ДКЭХ не является количественным эффектом, т.е. это не продукт взаимодействия носителей заряда в системе, как считали авторы выше: волновая функция Лафлина не объясняет ДКЭХ в полной мере, поскольку в эксперименте Штермера и Цуи для наблюдения ДКЭХ, в частности, получения $\mu = 1/3$, было необходимо охлаждение образца в электрическом поле, что означало потребность в дополнительной локализации носителей в двумерной системе – для этого надо было подавить электрон-электронное взаимодействие, а также создать соответствующий потенциал на границе раздела, в противном случае не было бы удержания носителей. Более того, локализация носителей необходима с той точки зрения, что в случае ее наличия гораздо более вероятен захват носителями кванта магнитного потока, что и обуславливает наблюдение плато холловского сопротивления при факторе заполнения ниже единицы. При этом было показано, что первооткрыватели ДКЭХ, надеясь увеличить количество и, соответственно, концентрацию носителей в образце, проводя оптическую накачку светом, охлаждая при этом гетероструктуру в электрическом поле, создали тем самым так называемые DX-центры, которые образуются в результате захвата на нейтральный донорный центр дополнительного электрона и идущей соответственно данному процессу реконструкции центра – смещение центрообразующей примеси в область междоузлия [70]. Таким образом появляются парадиполи с отрицательной корреляционной энергией. При этом выяснилось, что подсветка, необходимая для образования DX-центров, должна быть селективной в рамках создания соответствующего диполя в образце [70]. А поскольку выходит так, что ДКЭХ и ЦКЭХ можно получить в соответствующей системе путем достижения стабилизации отношения между числом квантов магнитного потока и одиночных носителей двумерной системы при определенных величинах внешнего магнитного поля, оба эти явления можно интерпретировать с точки зрения модели Лафлина для ЦКЭХ.

Исходя из вышесказанного, одной из задач данной работы было создание условий для подавления электрон-электронного взаимодействия и локализации

носителей образца в рамках регистрации КЭХ. Более того, в случае работы с решеточной схемой интерес представляет возможность наблюдения электрического аналога квантового эффекта Холла, что можно описать с помощью концепции электромагнитной индукции Фарадея, которая подразумевает использование модели Лафлина для квантового транспорта частиц в условиях отсутствия внешнего магнитного поля [71]. Здесь имеется в виду создание магнитных решеток путем протягивания стабилизированного тока исток-сток, I_{ds} , через образец используемой гетероструктуры, индуцируя тем самым магнитное поле, которое порождает кванты магнитного потока, захватываемые в последствии одиночными носителями образца, в результате чего происходит генерация дополнительного тока внутри образца, который напрямую влияет на холловскую и продольную проводимости:

$$I_{gen} = \frac{E(hv)}{\Delta\Phi}, (1.3.8)$$

Таким образом, варьируя стабилизированный ток исток-сток в рамках концепции электромагнитной индукции Фарадея можно управлять параметрами квантования холловского сопротивления гетероструктуры, что можно назвать электрическим аналогом квантового эффекта Холла. Регистрация данного эффекта также являлась одной из задач данной работы, поскольку позволила изучить влияние олигонуклеотида ДНК на макроскопические квантовые явления. Более подробно концепция электромагнитной индукции Фарадея будет описана в третьей главе.

§1.4. Квантовая лестница продольной проводимости

Одной из важнейших характеристик полупроводниковых систем является проводимость. Обычно она характеризуется процессами неупругого рассеяния, что актуально, когда речь идет про приборы, характерные размеры которых превышают длину свободного пробега носителей. В случае приборов на основе наноструктур, например, квантовых точек, на первый план выходят волновые

свойства носителей [72]. В таких устройствах, где осуществляется квазиодномерный транспорт в каналах, длина которых меньше длины свободного пробега носителей, подавлены процессы неупругого рассеяния [72-74], поэтому носители могут проявлять баллистические свойства.

Согласно теории Ландауэра [75], если двумерная пластинка обладает характерными размерами и в ней наблюдается баллистический транспорт, то ее можно представить, как совокупность продольных одномерных каналов, число которых совпадает с количеством носителей, т.е. на каждый канал приходится одна частица. В таком случае продольная проводимость одного канала равна $G_0 = e^2/h$ (или $2e^2/h$ в случае вырождения спина), соответственно, продольная проводимость всей пластинки квантуется и равна $G = n \cdot e^2/h$ (или $G = 2n \cdot e^2/h$ в случае вырождения спина), где n – число одномерных каналов (носителей). Таким образом, изменяя количество задействованных в транспорте одномерных каналов можно управлять продольной проводимостью двумерной пластинки, при этом характер ее изменения является ступенчатым, из-за чего ее называют квантовой лестницей проводимости.

Первоначально описанный выше способ управления проводимостью соответствующих двумерных систем осуществлялся при помощи внешнего перпендикулярного магнитного поля, создавая условия для появления квантового эффекта Холла в образце (рисунок 10) [76]. Варьируя поле и меняя количество участвующих в поперечном транспорте носителей тем самым меняется число участвующих в продольном транспорте частиц, т.е. изменяется положение уровня Ферми относительно одномерной подзоны и происходит скачок в продольной проводимости. Другим способом управления количеством одномерных каналов является применение латерального затвора (рисунок 11) [77].

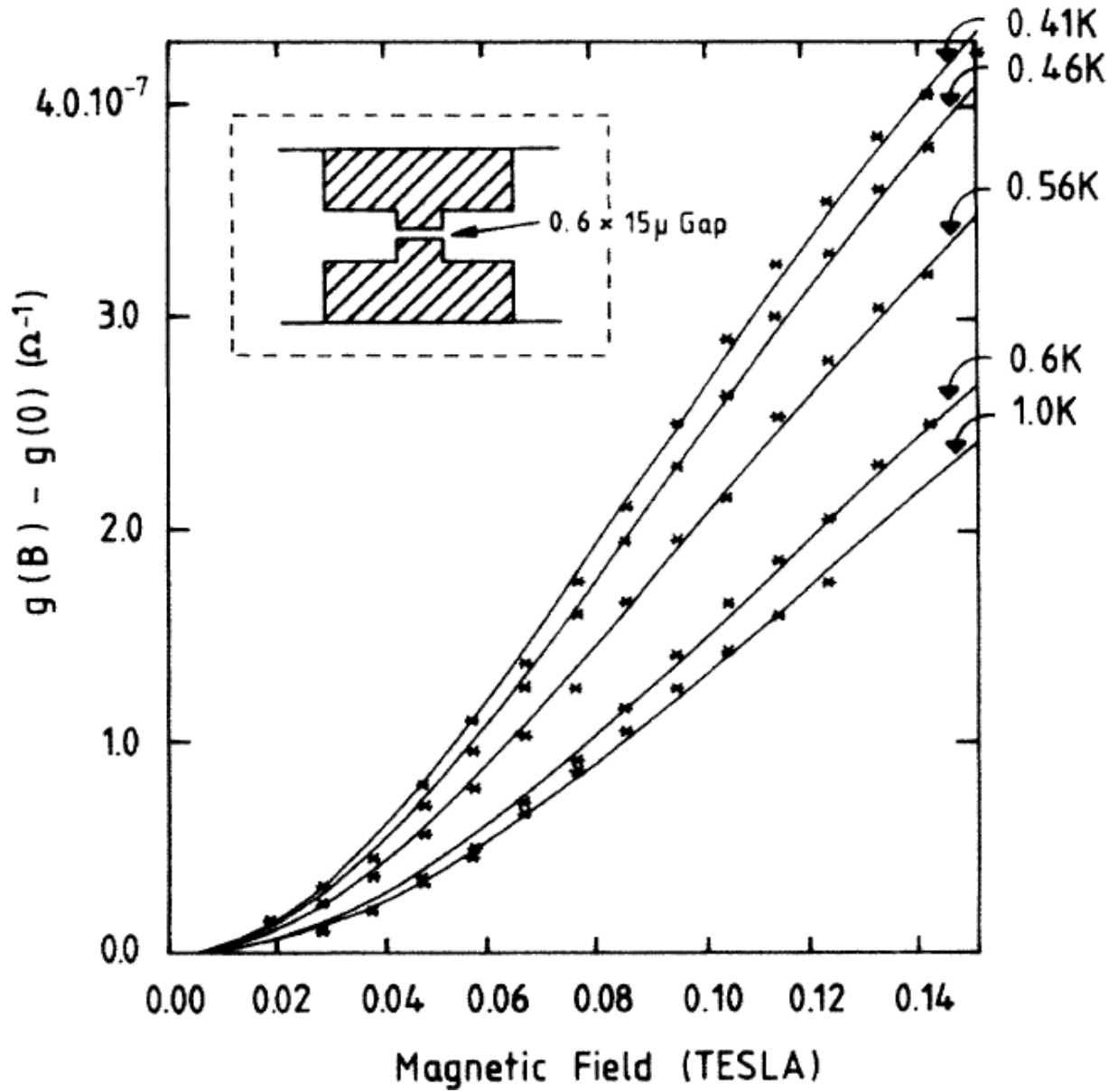


Рисунок 10. Значения проводимости двумерной электронной системы GaAs/AlGaAs в зависимости от магнитного поля, обозначенные крестиками. Линии представляют аппроксимацию значений при разных температурах. Вставка: схематичное изображение использованного затвора.

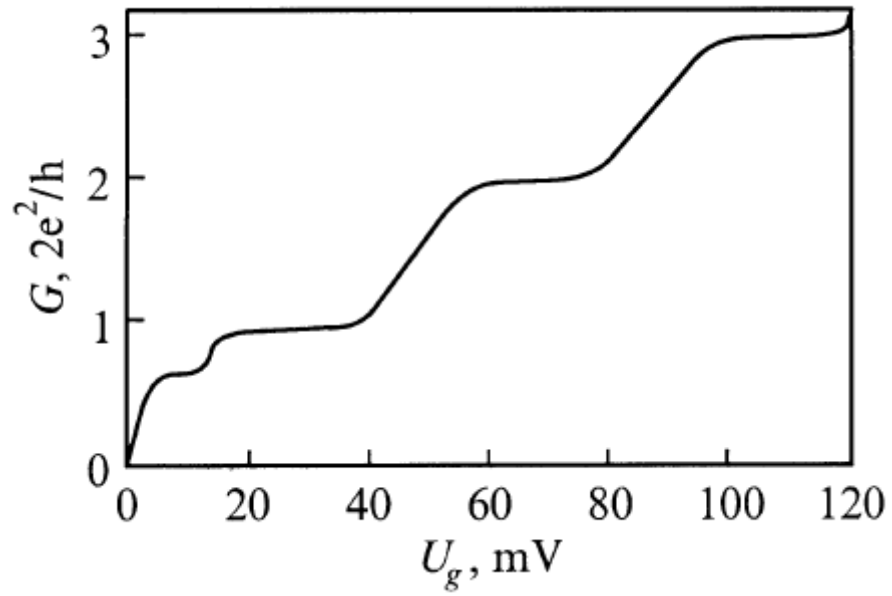


Рисунок 11. Квантовая лестница проводимости одномерных каналов КНС, ориентированных вдоль оси [001], в зависимости от напряжения затвора, внутри р-СККЯ в плоскости Si (100). Позиция уровня Ферми соответствует заполнению одномерных подзон тяжелых дырок.

Стоит отметить, что и в том, и в другом случае в рамках создания ограниченной в размерах проводящей области сперва применялась технология расщепленного затвора. Она заключалась в том, что на поверхность гетероструктуры наносились два металлических затвора Шоттки, расстояние между которыми в самом узком месте ~ 1 мкм. При подаче на затворы отрицательного напряжения под ними формируются обедненные области, разделенные проводящим каналом, параметры которого определяются величиной приложенного отрицательного напряжения.

Важно сказать, что существует альтернатива технологии расщепленного затвора, т.е. другой способ создания условий для регистрации макроскопических квантовых явлений, основанный на применении упомянутой выше концепции электромагнитной индукции Фарадея к последовательности квантовых гармонических осцилляторов — здесь продольным стабилизированным током исток-сток индуцируется магнитное поле, кванты магнитного потока которого захватываются одиночными носителями двумерной системы, в результате чего происходит квантование продольной и поперечной проводимостей [70]. При этом магнитное поле может быть направлено как перпендикулярно движению носителей заряда, так и параллельно, даже в условиях наблюдения квантового эффекта Холла, поскольку носители двигаются по контуру, главное, чтобы оно было перпендикулярно плоскости квантового гармонического осциллятора. Создание такой системы в рамках изучения квантового транспорта носителей в условиях осаждения олигонуклеотидов ДНК и было одной из задач данной работы.

§1.5. Биообъекты в квантовой физике

В своей лекции "There's Plenty of Room at the Bottom: An Invitation to Enter a New Field of Physics" в 1959 г. Ричард Фейнман предположил, что возможно механически перемещать одиночные атомы при помощи манипулятора соответствующего размера, по крайней мере, такой процесс не противоречил бы известным на тот момент физическим законам [3]. Тогда он рассматривал данный

подход как более мощную форму синтетической химии, однако сама идея получения и использования наноразмерных частиц в различных приложениях была подхвачена учеными и принята к реализации. Так, ближе к концу XX века появилась область науки о нанотехнологиях.

Как было сказано ранее, квантовая интерференция проявляется во многих макроскопических квантовых эффектах. С этой точки зрения ее свойства можно изучать с использованием субатомных объектов, в роли которого может выступить биообъект соответствующих размеров, например: бактерии – их размер колеблется в диапазоне 0,1 – 10 мкм, соответствующий мезоскопическому масштабу; вирусы – обычно 10-200 нм, это верхний нанометровый диапазон; белки – от 4 до 5 нм, нижний нанодиапазон; ДНК – это двойная спираль диагональю порядка 2 нм и межнуклеотидным расстоянием 0,34 нм (рисунок 12), где нуклеотид – это «строительный блок» нуклеиновых кислот (ДНК, РНК), которые бывают 4 видов и состоят из азотистой базы, пентозы и фосфатной группы [78]. Последовательность нуклеотидов называется олигонуклеотидом, а его длина – длиной персистенции. Тогда как ширина олигонуклеотида фиксирована, его длина может быть любой, в зависимости от количества пар оснований (так называется пара нуклеотидов с каждой из спиралей, соединенных между собой водородной связью по принципу комплементарности) в нем.

Больше всего на роль вспомогательных квантово-размерных частиц из биообъектов подходит ДНК, размеры которой к тому же можно легко варьировать, синтезируя олигонуклеотиды различной длины. Следует отметить, что изучение поведения биообъекта на поверхности квантово-размерной структуры интересно как с точки зрения исследования вклада биомолекулы в макроскопические квантовые явления, наблюдаемые в этой структуре, так и оценки физических особенностей самой биомолекулы.

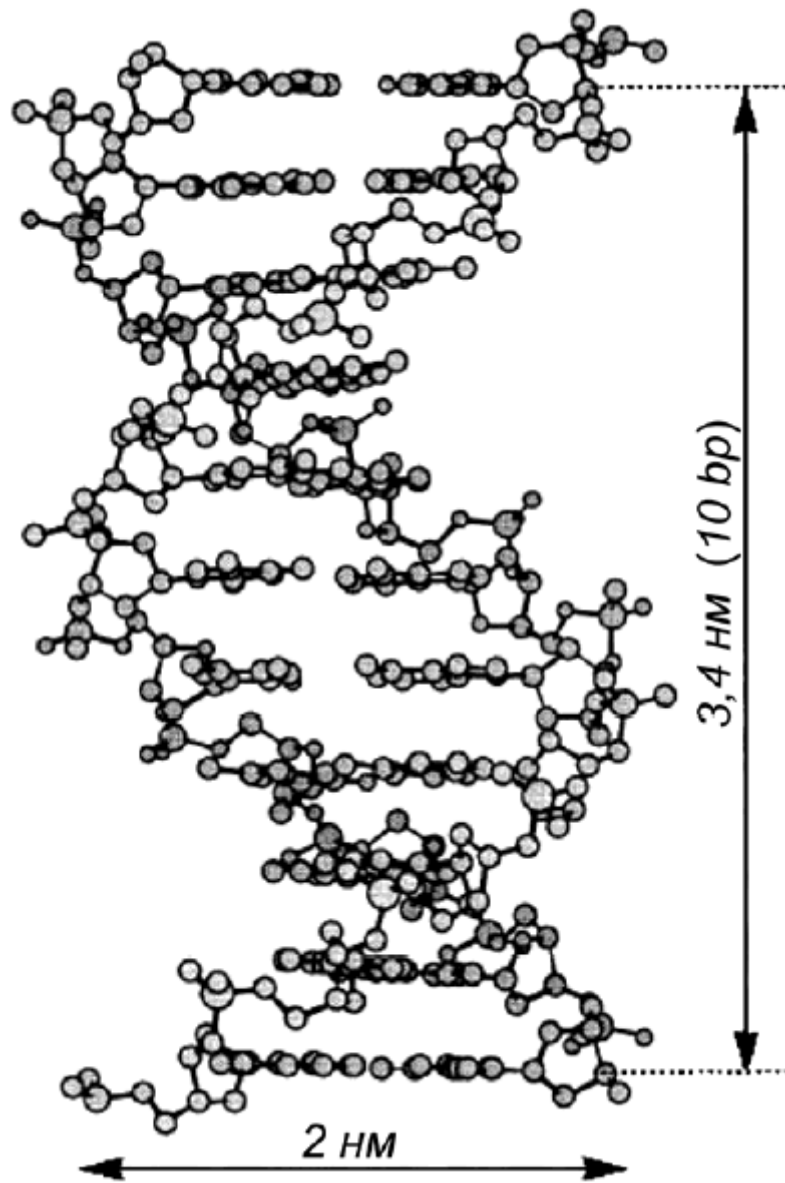


Рисунок 12. Схема двойной (двухцепочечной) спирали олигонуклеотида ДНК. По горизонтали отложена ширина олигонуклеотида, по вертикали – длина, которая в данном случае равна 3,4 нм ($0,34 \text{ нм} \cdot 10 \text{ пар оснований}$). В настоящей работе использовались олигонуклеотиды длиной 100 пар оснований, т.е. 34 нм.

В то же время существует необходимость в создании альтернативного метода секвенированию ДНК – технологии понуклеотидной расшифровки первичной структуры ДНК. Последние годы молекулярная диагностика и науки о жизни быстро развивались во многом благодаря созданию новых методов обнаружения нуклеиновых кислот. В первую очередь главным итогом технологического прогресса стало создание и развитие методов секвенирования нового поколения [79 – 81], базирующихся на применении физических принципов исследований, в первую очередь это детектирование отклика от модифицированного флюоресцентной или радиоактивной меткой нуклеотида [4, 6, 7]. На выходе процесса секвенирования ДНК получается описание первичной структуры линейной биомолекулы в виде последовательности нуклеотидов в текстовом виде. Следует сказать, что подавляющая часть технологий расшифровки строения олигонуклеотидов ДНК чрезвычайно дорогостоящая ввиду использования комплексных оптических схем, в то время как использование маркеров для идентификации конкретных нуклеотидов вносит большие погрешности в результаты исследований – подобные методы непрямого, опосредованного детектирования характеризуются высокой сложностью секвенирования биомолекул с огромным числом повторяющихся элементов [80, 81]. Таким образом, сохраняет высокую актуальность задача создания альтернативных методик идентификации первичной структуры биомолекул.

Необходимо отметить, что при этом существует возможность идентификации свойств олигонуклеотидных последовательностей как целого – рассматривая последовательность нуклеотидов, как цельный объект [8 – 13]. Такой подход подразумевает анализ физических особенностей олигонуклеотидных молекул, в первую очередь исследование их роли в транспорте носителей структуры, на поверхности которой они изучаются. Здесь имеет смысл использовать квантово-размерные структуры, поскольку сам олигонуклеотид имеет нанометровые габариты.

Все вышеописанное приводит к тому, что сегодня представляет большой интерес решение задачи изучения влияния олигонуклеотидов ДНК на параметры

транспорта носителей квантово-размерных систем, в частности, вклад биомолекулы в эффект квантовой интерференции, лежащий в основе различных макроскопических квантовых явлений. В качестве же методики изучения имеет смысл выбрать регистрацию и описание квантового эффекта Холла и квантовой лестницы проводимости, которые в настоящей диссертации будут идентифицированы, как электрические аналоги квантового эффекта Холла и квантовой лестницы проводимости в рамках концепции электромагнитной индукции Фарадея.

Для этого в данной работе была использована так называемая кремниевая наносандвич структура (КНС), на поверхность которой осаждались олигонуклеотиды ДНК. КНС было удобно использовать еще и с той точки зрения, что она может выступать в роли эффективного источника в ТГц спектре излучения, в то время как собственные моды олигонуклеотидов лежат именно в этом диапазоне, поэтому удобно изучать ВАХ описанной системы. С другой стороны, ВАХ КНС можно интерпретировать, как зависимость проводимости от магнитного поля, индуцируемого в соответствии с концепцией электромагнитной индукции Фарадея, что позволило изучить вклад биомолекул в макроскопические квантовые явления, наблюдаемые в КНС.

Таким образом, все вышесказанное подводит к постановке следующих цели и задач настоящего диссертационного исследования:

Целью работы было изучение влияния олигонуклеотидов дезоксирибонуклеиновой кислоты (ДНК), осажденных на поверхность краевых каналов кремниевых наносандвич-структур (КНС), на макроскопические квантовые эффекты при комнатной температуре.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Разработка модели, описывающей влияние олигонуклеотидов ДНК на макроскопические квантовые явления, наблюдаемые в КНС при исследовании вольт-амперных характеристик (ВАХ) КНС, а именно электрические аналоги квантового эффекта Холла и квантовой лестницы продольной проводимости;

2. Исследование вклада олигонуклеотидов ДНК в зависимость статической магнитной восприимчивости КНС;
3. Оценка степени влияния олигонуклеотидов ДНК на явление квантовой интерференции в КНС.

Глава 2. Материалы и методы

Вторая глава посвящена обзору использованных в работе над настоящей кандидатской диссертацией образцов кремниевой наносандвич структуры (КНС) и олигонуклеотидов ДНК.

Первый параграф описывает способы получения КНС и олигонуклеотидов ДНК. В частности, было показано, что КНС представляет собой сверхузкую кремниевую квантовую яму (СККЯ) р-типа проводимости на поверхности кремния п-типа, ограниченную сильно легированными бором нейтральными δ -барьерами. Также были описаны использовавшаяся в работе над настоящей диссертацией установка с КНС и методики снятия экспериментальных данных с нее для регистрации вольт-амперных характеристик после осаждения олигонуклеотидов ДНК в краевые каналы.

Второй параграф отведен под описание свойств КНС, среди которых было продемонстрировано наличие тригональных дипольных центров бора, обладающих отрицательной корреляционной энергией. Благодаря ей и низкой эффективной массе носителей внутри СККЯ происходит спонтанная поляризация дырок, что приводит к явлениям квантовой интерференции, а именно спиновой интерференции. Благодаря этому возможно наблюдение макроскопических квантовых явлений в рамках пропускания тока исток-сток через краевые каналы КНС, например, были показаны квантовый эффект Холла и квантовая лестница продольной проводимости.

§2.1. Получение и свойства кремниевой наносандвич структуры

2.1.1. Получение кремниевой наносандвич структуры

Процесс синтеза кремниевых наносандвичей начинался с предварительного окисления кремниевой подложки (100) п-типа проводимости в сухой атмосфере кислорода, включающей пары CCl_4 , при температуре 1150°C . В результате был нанесен слой окисла толщиной порядка 0,22 мкм, в то время как сами подложки

имели удельное сопротивление и толщину, равные 20 Ом*см и 350 мкм, соответственно. Далее в дело вступал процесс фотолитографии, с помощью которого в полученном слое SiO_2 прорезались окна в рамках холловской геометрии – это был подготовительный этап для дальнейшего проведения из газовой фазы при температуре 900° С диффузии бора.

Как известно [82], образование слоев SiO_2 в процессе окисления на поверхности кремния приводит к увеличению интенсивности формирования потоков междоузельных атомов и вакансий вдоль кристаллографических направлений (111) и (100) (рисунок 13а) – на первой стадии образования окисла междоузельные атомы кремния, способные формировать микродефекты, двигаются в противоположную сторону относительно образующихся в то же время вакансий, что приводит к их взаимной аннигиляции (рисунок 13.а) [83 – 87]. Беря в расчет расположение возле положительно и отрицательно заряженных реконструированных оборванных кремниевых связей стоков и истоков, генерирующихся в процессе окисления междоузельных атомов кремния и вакансий на поверхности Si (100), можно определить размер формирующихся из междоузельных атомов кремния пирамидальных микродефектов, который составил 2 нм. При этом было показано, что зародышами данных микродефектов являются P_b -центры [88]. Исходя из приведенной выше оценки можно сделать вывод, что начальная стадия окисления подложки n-Si (100) сопровождается формированием микродефектов, при чем распределяющихся фрактально, совокупность которых представляет собой модификацию типа салфетки Серпинского. При этом между слоями микродефектов формируется продольная (параллельная поверхности (100)) самоупорядоченная квантовая яма р-типа проводимости вследствие аннигиляции вакансий собственных междоузельных атомов (рисунок 13b).

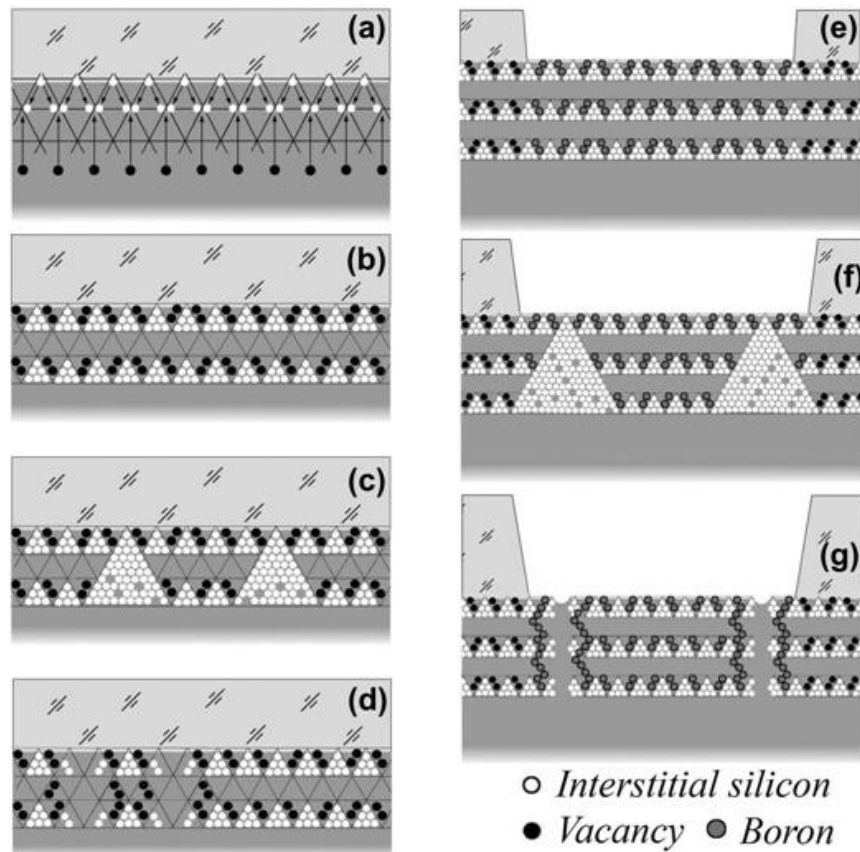


Рисунок 13. Схематическое изображение последовательных этапов синтеза КНС, которые представляют собой самоупорядоченные квантовые ямы (СККЯ) на поверхности $n\text{-Si}$ (100), ограниченные δ -барьерами: а – множественные потоки междоузельных атомов бора (белые точки) и вакансий (черные точки), образующихся во время окисления кремния, ориентированные вдоль кристаллографических направлений (111) и (100), соответственно; б – сформированные продольные СККЯ между слоями микродефектов, самоорганизующихся в рамках окисления $n\text{-Si}$; в – продолжение окисления $n\text{-Si}$ и наращивания толстого слоя SiO_2 с увеличением фрактальных размеров микродефектов; г – дальнейшее окисление $n\text{-Si}$ с началом доминирования вакансионных механизмов, приводящем к разрушению микродефектов, вследствие чего образуются поперечные СККЯ между ними, е, ф, г – пассивация в условиях кратковременной диффузии бора (серые точки) оборванных связей кремния на полученных подложках $n\text{-Si}$ с определенной толщиной окисла SiO_2 на предыдущих этапах, где в соответствует е, в – ф, г – г.

В случае продолжения процедуры окисления подложки (толщина окисла > 0.22 мкм) n-Si (100) размеры микродефектов, образующихся из междоузельных атомов кремния, увеличиваются, формируя при этом систему микрорезонаторов для различных длин волн в ГГц и ТГц диапазонах (рисунок 13.с) [86, 89].

Значительное же наращивание слоя окисла приводит к разрушению пирамидальных микродефектов, поскольку начинает превалировать вакансионный механизм, что в свою очередь сопровождается формированием поперечных самоупорядоченных квантовых ям р-типа проводимости (рисунок 13.d) [72, 89].

Стоит отметить, что полученные описанными выше способами продольные и поперечные самоупорядоченные кремниевые квантовые ямы представляют собой интерес с точки зрения их использования при создании оптически и электрически активных микрорезонаторов. Однако, наличие оборванных кремниевых связей, образующихся в процессе окисления подложки n-Si (100), сильно усложняет их применение. Для нейтрализации этого недостатка целесообразно провести пассивацию данных связей посредством кратковременной диффузии бора, что в конечном итоге приводит к перестройке последовательностей микродефектов в нейтральные δ -барьеры, обрамляющие СККЯ (рисунок 13 e, f, g и рисунок 14 b, c). При этом сама форма микродефектов остается пирамидальной и после пассивации (рисунок 13 e) [85].

В настоящей диссертации были использованы подложки из кремния (100) толщиной 350 мкм и с удельным сопротивлением 20 Ом*см и 500 Ом*см. В рамках синтеза КНС они были предварительно окислены в атмосфере сухого кислорода с парами CCl_4 при температуре 1150° С. Время окисления было разным, от 0,3 до 24 часов, в зависимости от необходимой толщины слоя SiO_2 . В процессе работы основной упор в итоге был сделан на образцы с тонким, 220 нм слоем окисла кремния. Они были синтезированы в соответствии с холловской геометрией при помощи фотолитографического формирования окон для последующей кратковременной диффузии бора из газовой фазы при температуре 900° С.

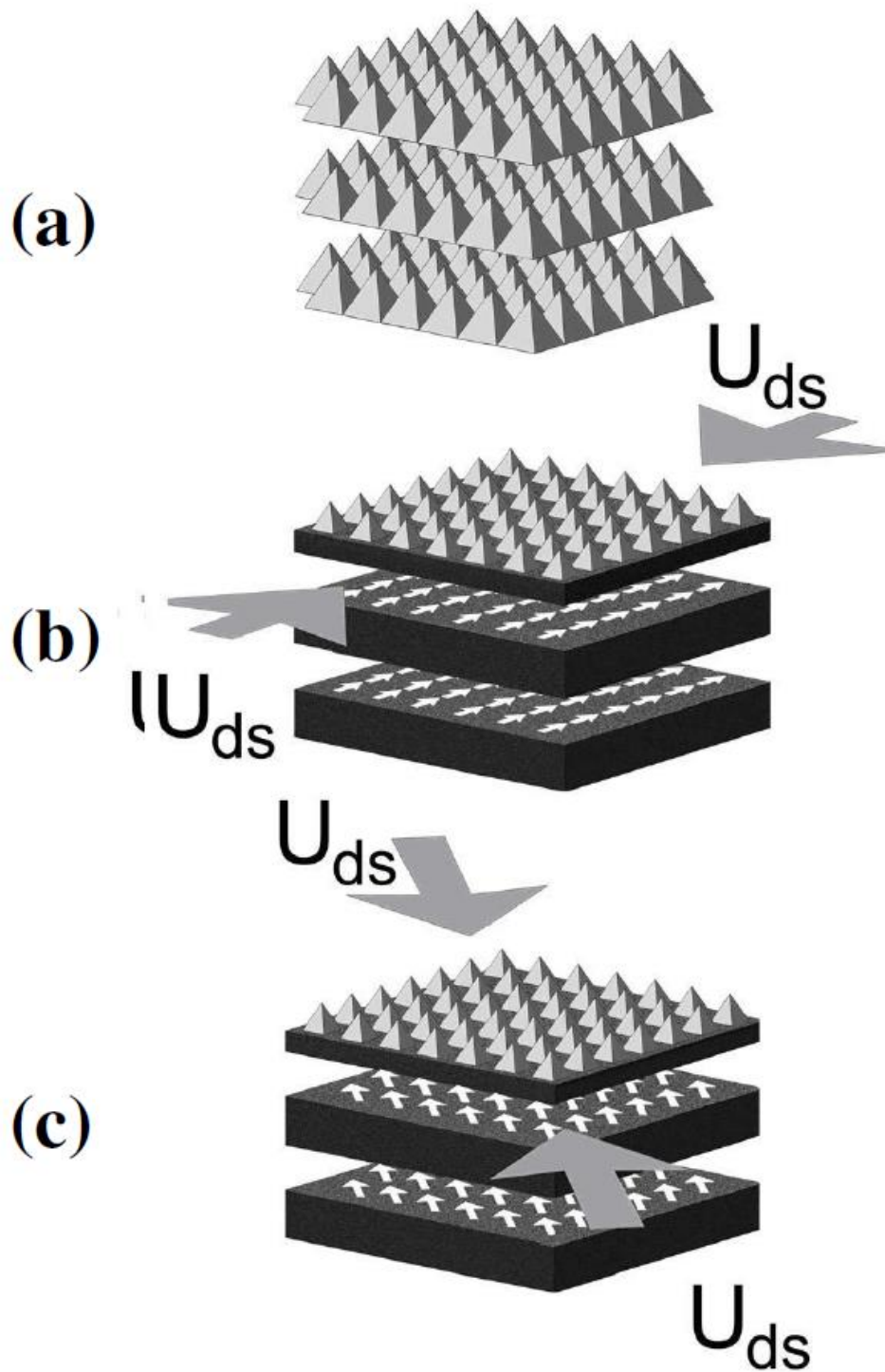


Рисунок 14. 3D-картина, изображающая продольные СККЯ, сформированные в результате окисления p-Si между слоями микродефектов (a). После пассивации оборванных кремниевых связей в рамках кратковременной диффузии бора данные слои реорганизуются в нейтральные δ -барьеры (b, c). Прикладывание напряжения исток-сток вдоль определенных кристаллографических осей (схематически указано стрелками) позволяет управлять направлением самоупорядочивания примесных диполей бора: b – напряжение приложено вдоль (001), c – (011).

Была выбрана именно эта температура, поскольку она позволяет обеспечить паритет между различными диффузионными механизмами [91, 93, 94, 98], что замедляет диффузию бора и приводит к оптимальному протеканию процесса пассивации оборванных связей кремния в слоях, ограничивающих СККЯ (рисунок 13 e, f, g и рисунок 14 b, c). Степень легирования составила $N(B) = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Казалось бы, при подобных концентрациях электрон-электронное взаимодействие должно доминировать и ни о каком баллистическом режиме транспорта говорить не приходится. Однако, как показали исследования циклотронного резонанса, время релаксации дырок в квантовой яме оказалось достаточно длинным ($>10^{-10} \text{ с}$), что свидетельствовало об отсутствии парамагнитных дефектов, содержащих оборванные связи. Дальнейшие исследования показали, что этот необычный факт объясняется самокомпенсацией центров бора, пассивирующих оборванные связи, вносимые пирамидальными дефектами. Реконструированные центры бора формируют диполи бора с отрицательной корреляционной энергией, которые экранируют границы квантовой ямы и тем самым подавляют электрон-электронное взаимодействие. Использованные образцы были выполнены в соответствии с холловской геометрией с верхним затвором, позволяющим управлять положением уровня Ферми в СККЯ варьируя напряжение смещения на p^+ - n переходе.

2.1.2. Свойства кремниевой наносандвич структуры

Глубина сверхмелких профилей концентрации бора, синтезированных описанным выше способом КНС, составила величину не более 8 нм в соответствии с паритетом вкладов kick-out и вакансионного механизма диффузии бора, что было показано при проведении вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) (рисунок 15 b) [72, 85, 86, 89, 91]. Это подтвердило ожидаемые размеры вертикальной составляющей КНС, представляющей собой продольную СККЯ, ограниченную δ -барьерами (рисунок 13 c, 14 b, 15 b, 1 кривая).

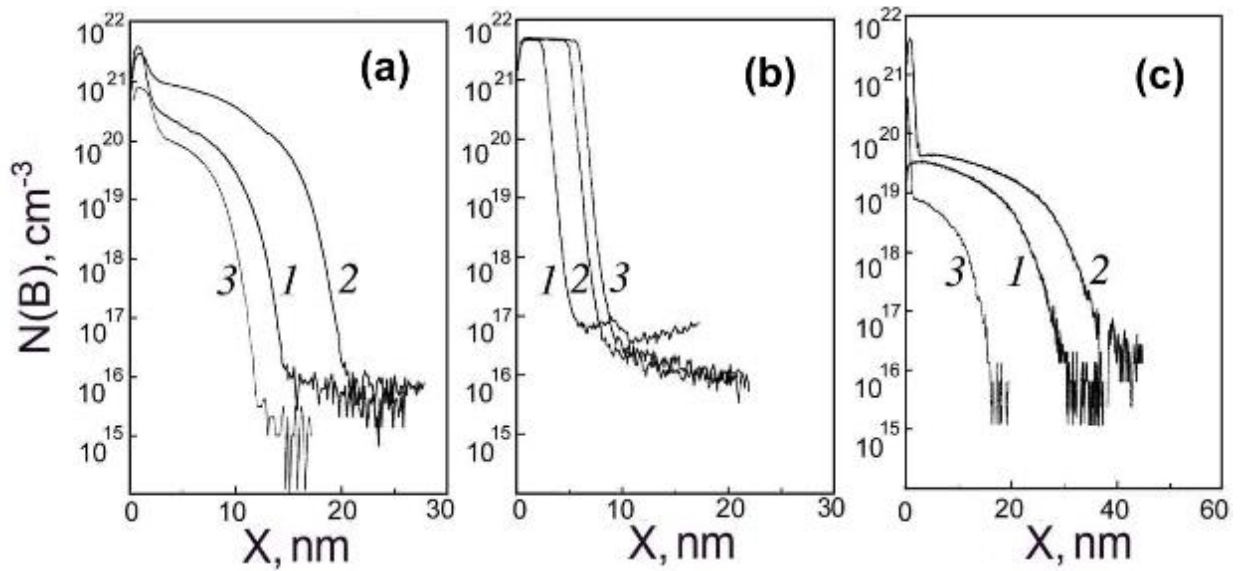


Рисунок 15. Экспериментальные данные ВИМС, полученные при исследовании глубины сверхмелких профилей бора в синтезированных КНС. Данные получены при разных температурах проведения кратковременной диффузии бора из газовой фазы после предварительного окисления n -Si (100): а – 800°C ; б – 900°C ; с – 1100°C . При этом d_{SiO_2} – толщина слоя окисла n -Si, которая характеризуется времени окисления, а d_0 – это средняя толщина слоя окисла, которая соответствует возникновению паритета между вакансионными и kick-out механизмами примесной диффузии: кривая 1 здесь соответствует $d_{\text{SiO}_2}/d_0 = 0.17$, кривая 2 – 1.0, кривая 3 – 1.28.

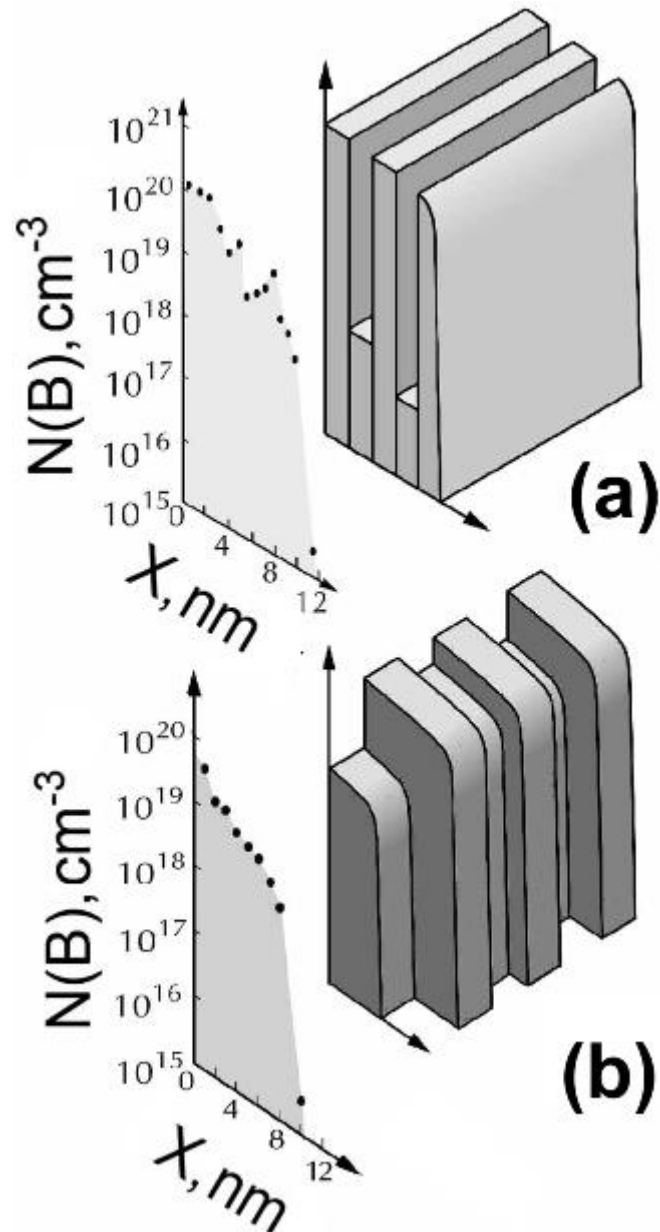


Рисунок 16. а) 3D изображение сверхмелких профилей бора в синтезированной КНС на основе подложки $p\text{-Si}$ (100), прошедшей процедуру кратковременной диффузии бора из газовой фазы при температуре 900°C , а б) — при температуре 800°C . Данные были получены благодаря прецизионному послойному стравливанию и 4-х зондовому измерению поверхностного сопротивления легированного слоя. Также изображены соответствующие модели профилей, при этом на варианте а) КНС содержит продольную СККЯ, а на б) — поперечную.

Регистрация же наличия СККЯ в КНС велась при помощи 4-х зондового метода в рамках послойного стравливания (рисунок 16) [72, 90], поскольку ВИМС имеет определенные ограничения с точки зрения разрешения, а также сглаживания регистрируемого диффузионного профиля ввиду процесса диффузии примесных атомов под ионным излучением [85, 86].

Ориентация СККЯ параллельно плоскости (100) была однозначно установлена благодаря полученным данным угловых зависимостей циклотронного резонанса (ЦР) носителей заряда при вращении магнитного поля в плоскости (110) (рисунок 17 а), перпендикулярной плоскости, в которой находится диффузионный профиль бора в синтезированных КНС на поверхности n-Si (100) (рисунок 17) [92]. Данное заключение было сделано на основе гашения и сдвига линий ЦР, которые показали 180-градусную симметрию при ориентации магнитного поля параллельно плоскости синтезированного диффузионного профиля бора. Само исследование было проведено на ЭПР спектрометре X-band 9,1 – 9,5 ГГц.

Снятие спектров ЦР синтезированных КНС позволило определить время спин-решеточной релаксации неравновесных носителей в СККЯ, которое оказалось значительно больше, чем в объемных образцах Si – определенные из ширины линий ЦР (рисунок 18) значения составили для электронов $\tau \cong 7 \cdot 10^{-10}$ с, для легких дырок $\tau \cong 5 \cdot 10^{-10}$ с, для тяжелых дырок - $\tau \geq 5 \cdot 10^{-10}$ с. Полученные данные позволяют говорить о высоком уровне подвижности двумерных носителей заряда в КНС, порядка $\mu \geq 200$ м²/Вс [72, 92], что является необычным результатом, поскольку степень легирования бором самоорганизующихся δ -барьеров, ограничивающих СККЯ, крайне велика и составляет $5 \cdot 10^{21}$ см⁻³. Необходимо было применить иной подход для объяснения описанных выше особенностей, в частности, было проведено исследование методом ЭПР, которое показало, что демонстрация δ -барьерами столь необыкновенных свойств стала возможной благодаря тригональным примесным дипольным центрам бора, B^+-B^- , с отрицательной корреляционной энергией, из которых эти барьеры состоят (рисунок 19, 20) [72, 85].

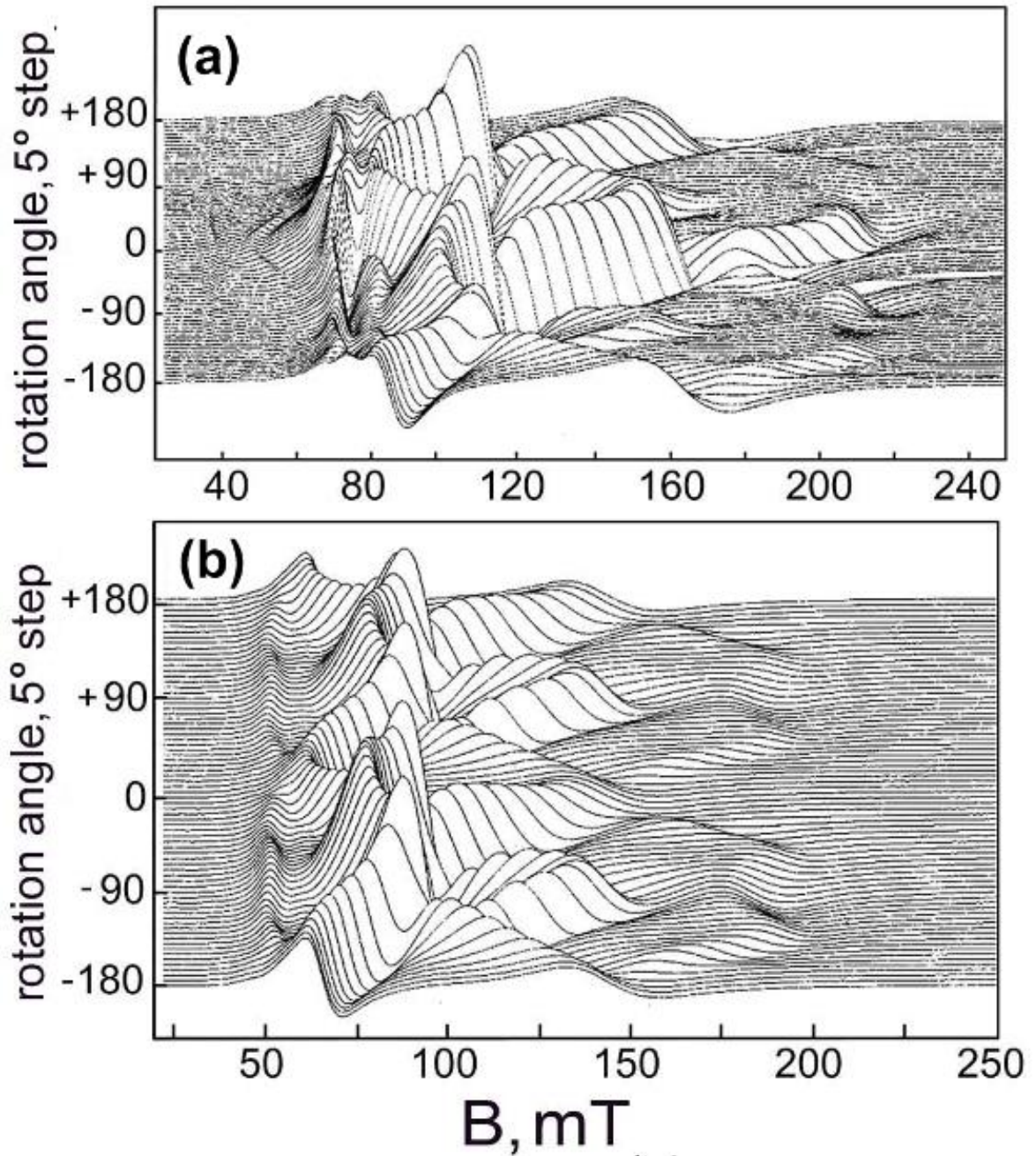


Рисунок 17. Экспериментальные данные ЦР, демонстрирующие угловые зависимости носителей заряда в сверхтонких диффузионных профилях бора, полученных в рамках синтеза КНС: а – при температуре диффузии из газовой фазы 900°C; б – при температуре диффузии из газовой фазы 1100°C. Снятие зависимостей ЦР происходило в условиях $T = 3,9\text{K}$, $\nu = 9,45\text{ ГГц}$ и приложения внешнего магнитного поля в плоскости (110), перпендикулярной поверхности КНС (100): значения 0° соответствует магнитному полю, направленному параллельно КНС, а $\pm 90^\circ$ – магнитному полю, направленному перпендикулярно КНС.

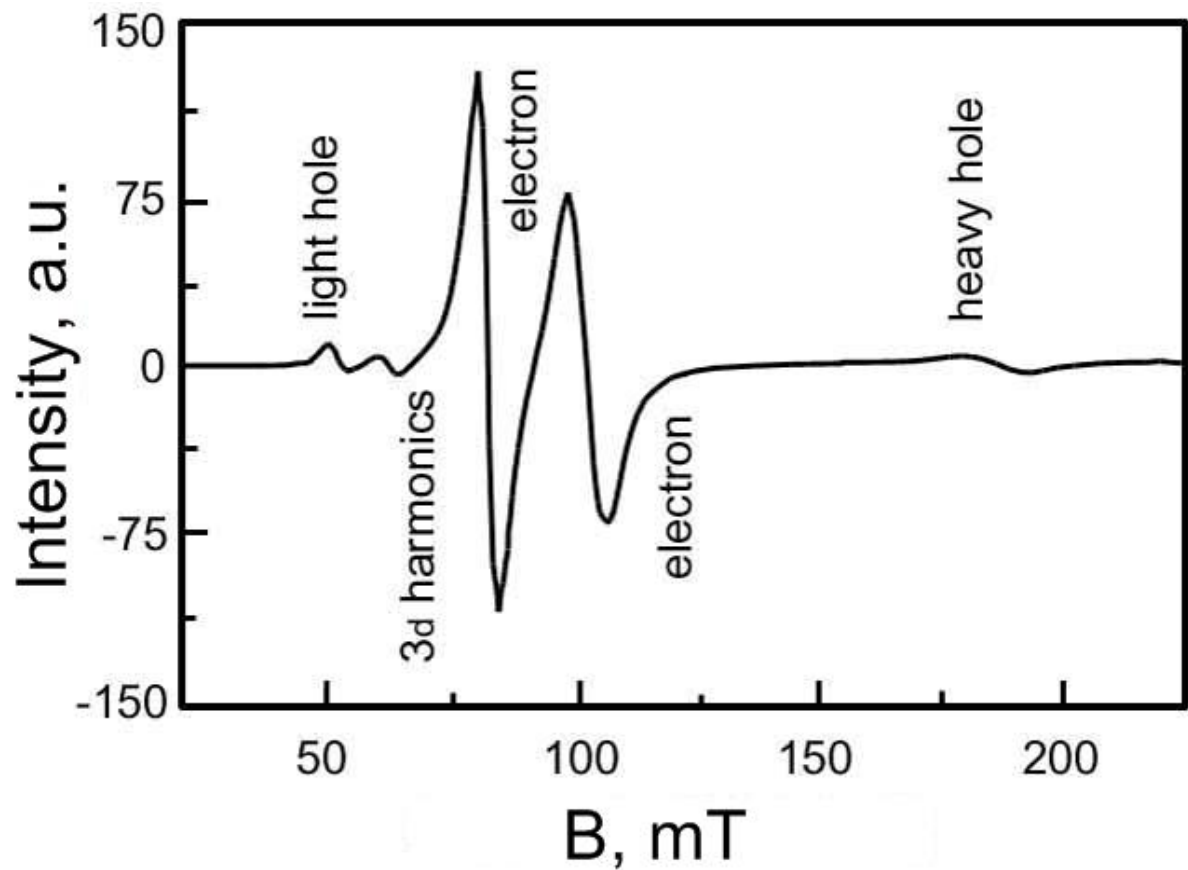


Рисунок 18. Экспериментальные данные ЦР в р-СККЯ синтезированного КНС на подложке n-Si (100). Магнитное поле приложено в направлении плоскости (110), что перпендикулярно поверхности КНС (100) и, соответственно, плоскости СККЯ. Исследование проводилось в следующих условиях: ($B \parallel \langle 100 \rangle + 30^\circ$); $T = 4.0$ K, $\nu = 9.45$ GHz.

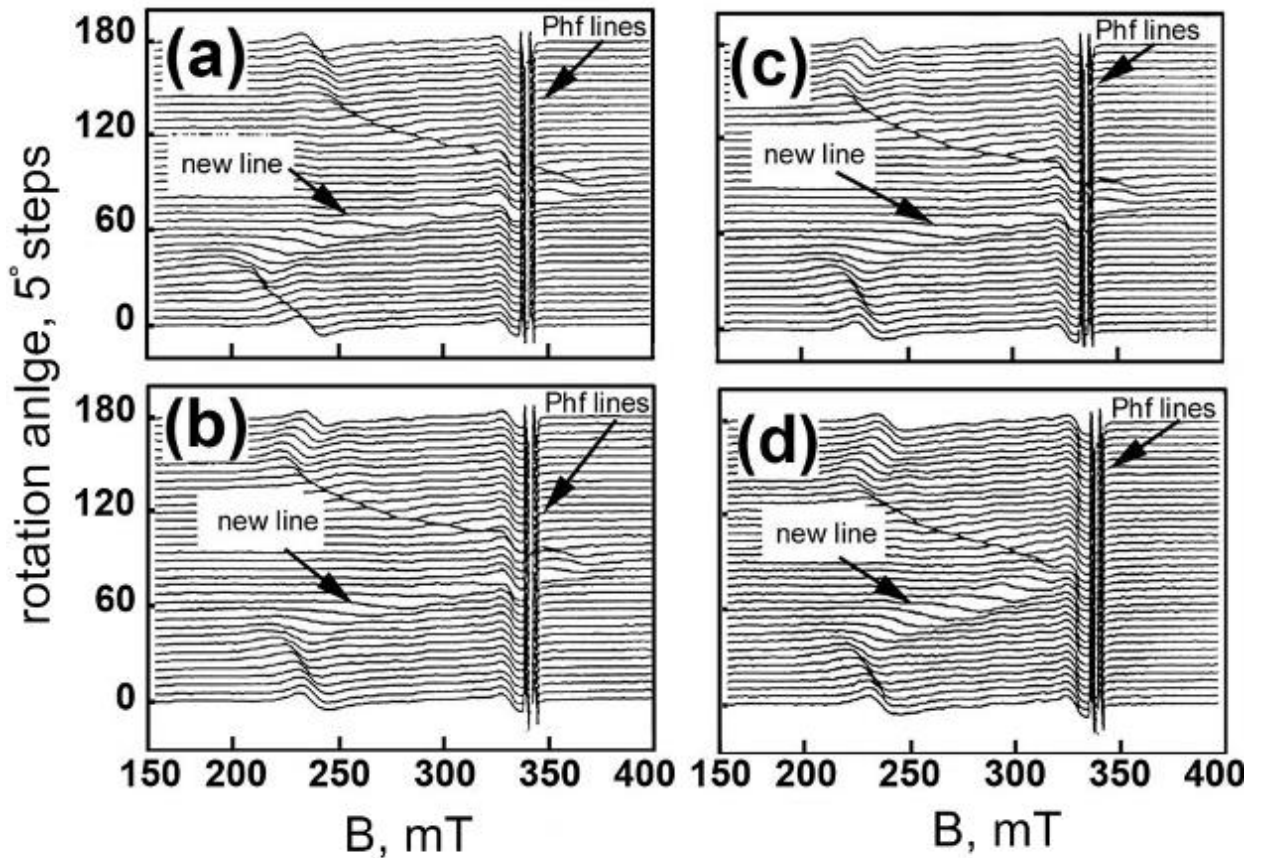


Рисунок 19. Экспериментальные данные электрического детектирования ЭПР, демонстрирующие угловые зависимости тригонального дипольного центра внутри сверхмелкого диффузионного профиля бора, представляющим собой СККЯ. Исследование проводилось после охлаждения во внешнем магнитном поле $B_c \geq 0.22$ Т. Изучаемый образец диффузионного профиля бора был получен при температуре диффузии из газовой фазы 1100°C . а) $B_c \parallel \langle 110 \rangle$; б) $B_c \parallel \langle 112 \rangle$; в, д) $B_c \parallel \langle 111 \rangle$. Внешнее магнитное поле вращалось в плоскости (110), что перпендикулярно поверхности подложки (100). Условия эксперимента: $\nu = 9.45$ ГГц; (а, в, в) $T = 14$ К; (д) $T = 21$ К (д).

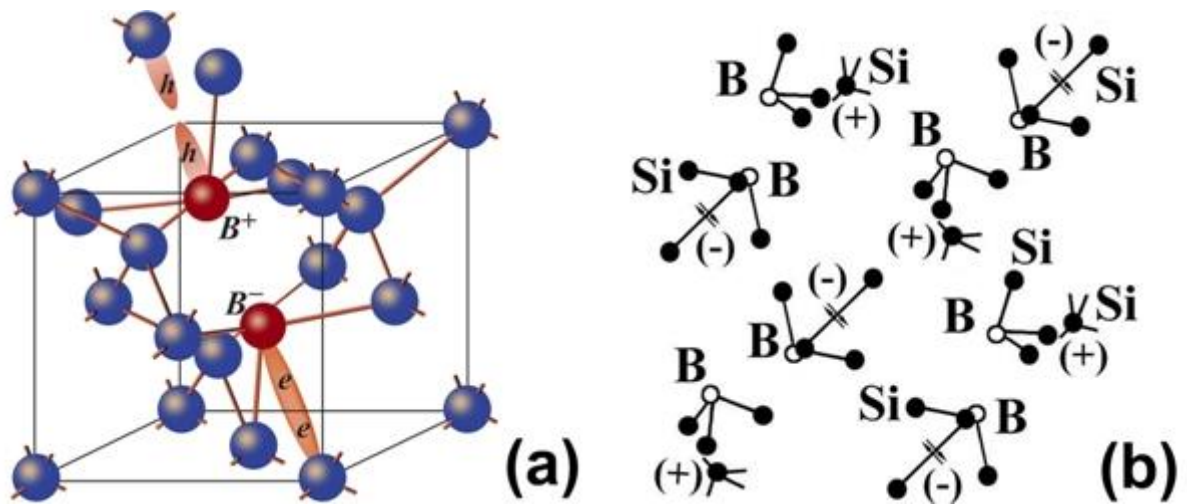


Рисунок 20. Схематическое изображение реконструкции цепочек тригональных дипольных центров бора на границах раздела квантовой ямы: а) модель реконструкции мелких акцепторов бора, сопровождаемая формированием тригональных дипольных центров с отрицательной корреляционной энергией, $B^+ - B^-$; б) двумерная подрешетка легированных квантовых точек, состоящих из двух примесных атомов бора, реконструирующихся в дипольные центры бора, с нелегированными микродефектами. Данная подрешетка является основой формирования наноструктурированных δ -барьеров, обрамляющих СККЯ в КНС на поверхности n -Si (100).

Ранее было установлено, что спектр ЭПР, ассоциируемый с тригональными дипольными центрами, возникает вследствие синглет-триплетного перехода в системе дырочных биполяронов малого радиуса, который проявляется благодаря обменному взаимодействию двумерных дырок в СККЯ р-типа проводимости [72].

Как выяснилось, δ -барьеры действительно представляют собой чередующуюся последовательность нелегированных тетраэдрических микродефектов и легированных квантовых точек с габаритами, ограниченными 2 нм (рисунок 13 е и рисунок 21 с). Это заключение сделано на основе данных, полученных с помощью метода сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) (рисунок 21 с). СТМ также показал, что относительное изменение размеров микродефектов на различных временных интервалах окисления подложки n-Si (100) является величиной постоянной (3,3), что позволяет сделать вывод о фрактальной самоорганизации микродефектов (рисунок 13 f, рисунок 21 а, b). Причем размер минимальных микродефектов, наблюдаемых при синтезе КНС, 2 нм, – что определяется благодаря СТМ – предположительно согласуется с параметрами в тетрагональной модели кластера Si_{60} (рисунок 21 с) [93]. Анализ ЭПР исследования в свою очередь говорит о том, что каждая легированная квантовая точка содержит по два примесных атома бора, которые реконструируются в тригональный дипольный центр (рисунок 19, 20) [72].

Ранее было продемонстрировано [72, 94, 95], что формирование нейтральных дипольных тригональных центров бора вследствие реконструкции мелких акцепторов бора, $2\text{B}^0 \Rightarrow \text{B}^+ + \text{B}^-$, сопровождается образованием корреляционной энергетической щели, $2\Delta = 0.044$ эВ [96], в плотности состояний вырожденного 2D дырочного газа. Было показано, что δ -барьеры приобретают высокотемпературные сверхпроводящие свойства за счет переноса дырочных биполяронов малого радиуса через дипольные центры бора на границе раздела СККЯ – δ -барьер [30, 31]. Помимо этого, подрешетка биполяронов также ответственна и за определение строения одноэлектронной зонной схемы нейтральных δ -барьеров [95].

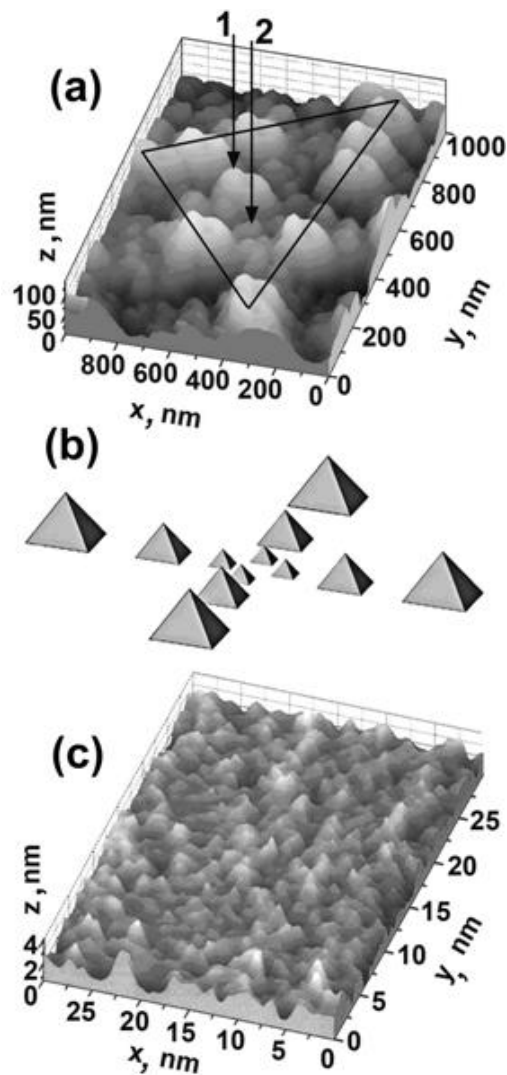


Рисунок 21. а) – полученное методом СТМ 3D-изображение сильнолегированного бором δ -барьера, обрамляющего р-СККЯ в КНС на поверхности p-Si (100) . Черными линиями и стрелками с номерами 1, 2 показаны микродефекты, образованные из междоузельных атомов кремния, с характерными размерами 740 нм, 225 нм и 68 нм, соответственно, которые говорят о фрактальной самоорганизации; б) – модель самоорганизованной системы микрорезонаторов, образованной вследствие фрактального самоупорядочивания микродефектов на поверхности p-Si (100) ; в) – часть 3D-изображения СТМ, показывающая микродефекты наименьшего размера, 2 нм, формирующихся в рамках самоупорядочивания сильно легированных бором δ -барьеров после кратковременной диффузии бором из газовой фазы предварительно окисленной подложки p-Si (100) .

Важно отметить, что сопровождение крайне высокого уровня концентрации реконструированных тригональных дипольных центров бора наличием отрицательной корреляционной энергии, $2V^0 \Rightarrow V^+ + V^-$ [97, 98], приводит к фиксации уровня Ферми внутри корреляционной энергетической щели в нейтральных δ -барьерах. Данная особенность проявляется в изменении энергетических позиций только уровней размерного квантования дырок внутри СККЯ, в случае небольших прямого и обратного смещений на p^+ - n переходе внутри КНС (рисунок 22).

Таким образом, модель краевого канала КНС демонстрирует одиночные носители (дырки), транспорт которых осуществляется через дипольные центры бора на границах квантовой ямы [32, 33, 99]. Тригональный дипольный центр бора в то же время можно представить, как виртуальный джозефсоновский переход с описанной выше корреляционной энергетической щелью.

Систему дипольных центров бора, содержащих внутри себя одиночную дырку, будем называть «пикселой». Последовательность параллельно соединенных пиксел представляет собой краевой канал проводимости КНС. Модель транспорта носителей в краевом канале демонстрирует квазиодномерные последовательности дипольных центров бора, ограничивающие краевые каналы КНС и два встречных джозефсоновских перехода на границе раздела между соседними дырками в канале. Считается, что именно наличие тригональных центров бора является причиной существенного снижения электрон-электронного взаимодействия в квантовой яме КНС ввиду их обменного взаимодействия с дырками внутри краевого канала. Стоит отметить, что степень компенсации электрон-электронного взаимодействия напрямую определяет величину отрицательной корреляционной энергии из-за присутствия локальной фононной моды. Как выяснилось, именно наличие корреляционной энергетической щели ведет к возможности наблюдения макроскопических квантовых явлений в КНС при относительно высоких температурах, вплоть до комнатной.

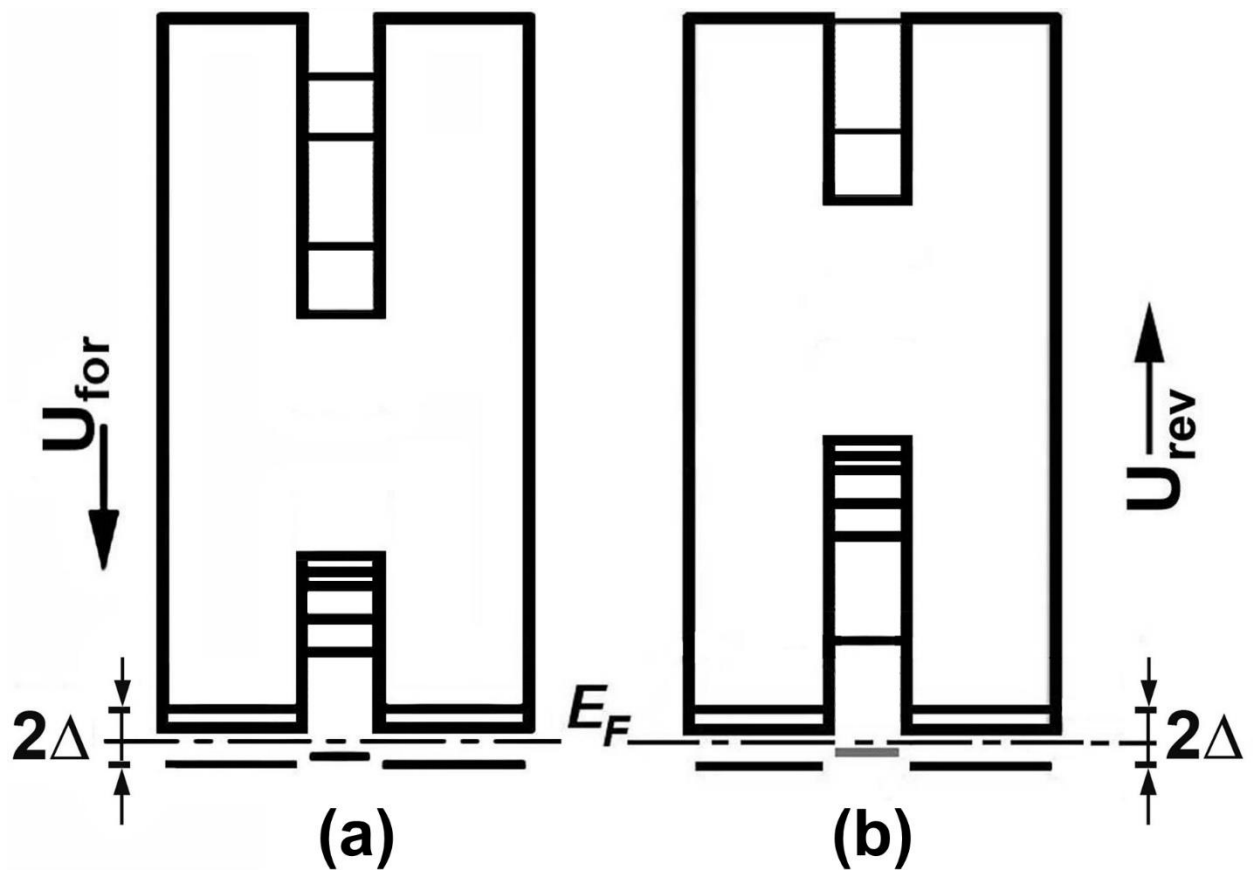


Рисунок 22. Схематическое изображение одноэлектронной зонной схемы р-СККЯ, обрамленной нейтральными сильнолегированными бором сверхпроводящими δ -барьерами на подложке n-Si (100). Указаны позиции уровней размерного квантовая дырок в валентной зоне, корреляционная энергетическая щель и уровень Ферми: а) – в рамках прямого напряжения; б) – в рамках обратного напряжения.

Были проведены исследования спинозависимого транспорта носителей в квантовой яме КНС: на основании измерений продольной и поперечной (холловской) разности потенциалов в зависимости от напряжения на вертикальном затворе в условиях отсутствия внешнего магнитного поля и стабилизации тока исток-сток было зарегистрировано наличие краевых баллистических каналов проводимости в КНС: это стало ясно, в частности, исходя из дискретной зависимости продольного кондактанса, в которой проявляются характерные ступеньки с величинами порядка $4e^2/h$ [99]. Поведение проводимости в подобных каналах – внутри каждой пиксели в нашем случае – описывается формулой Ландауэра, $G_i = G_0 \cdot T_i(E)$, где $G_0 = ge^2/h$, g – спиновый фактор, изменяющийся в условиях роста спиновой поляризации от двух до одного, а $T_i(E)$ – функция пропускания i -го канала, подчиняющаяся условиям квантовой интерференции носителей. Надо отметить, что ранее квантовая лестница проводимости с подобными значениями проводимости уже была идентифицирована в КНС [72, 95] – в проведенных исследованиях в баллистических каналах возникала спонтанная спиновая поляризация носителей, к чему приводило доминирование обменного взаимодействия над кинетической энергией [72]. Тогда для получения описанных баллистических каналов применялся метод расщепленного затвора [95], однако в настоящей работе ступеньки проводимости были получены без приложения напряжения на затвор.

Как было ранее показано, наиболее вероятной причиной наблюдения спиновой поляризации носителей в краевых баллистических каналах КНС является многократное Андреевское отражение, поскольку полученные значения продольной проводимости были порядка $4e^2/h$, где множитель «4» отражает спиновое и орбитальное вырождение энергетических уровней, что совпадает с предсказанными величинами для процессов Андреевского отражения, характеризуемыми переносом удвоенного заряда $2e$ [99, 100]. В рамках того же эксперимента была получена так называемая «0.7-особенность» (рисунок 23а), – $G_{xx} \approx 0.7 \cdot (2e^2/h)$ на первой ступеньке квантовой лестнице проводимости – которая также свидетельствует о высокой степени спиновой поляризации носителей в КНС,

поскольку совпадает с аналогичными значениями для различных полупроводниковых квантовых ям и гетеропереходов, выполненных в условиях расщепленного затвора [89, 95, 101, 102].

Наличие спиновой поляризации носителей в краевых каналах КНС приводит к наблюдению эффектов квантовой интерференции, в частности, спиновой интерференции, что проявляется в осцилляциях Ааронова-Кашера (АК), которые были идентифицированы в зависимости продольной проводимости КНС от разности потенциалов на затворе (рисунок 23b) [99] при относительно высоких температурах. Кроме того, в рамках исследования продольной и поперечной составляющих сопротивления КНС было показано, что в краевых каналах проводимости также возможно наблюдение квантового эффекта Холла (рисунок 24) [103]. Можно увидеть проявляющиеся осцилляции Шубникова – де Гааза в продольном сопротивлении и ступенчатую зависимость в холловском сопротивлении. При чем обе зависимости были получены от величины магнитного поля, которое индуцируется протягиванием стабилизированного тока исток-сток через КНС. Возможная интерпретация данного эффекта состоит в представлении термодинамической модели процессов самоохлаждения в КНС. Она состоит из двух этапов: а) адиабатическая электрическая деполяризация спонтанно поляризованной «пикселя»; б) быстрая спонтанная изотермическая поляризация тригональных дипольных центров бора с отрицательной корреляционной энергией в «пикселе» с переходом обратно в сегнетоэлектрическое состояние. Кроме того, в соответствии с описанной моделью возможно наблюдение как целочисленного, так и дробного квантового эффекта Холла (рисунок 24).

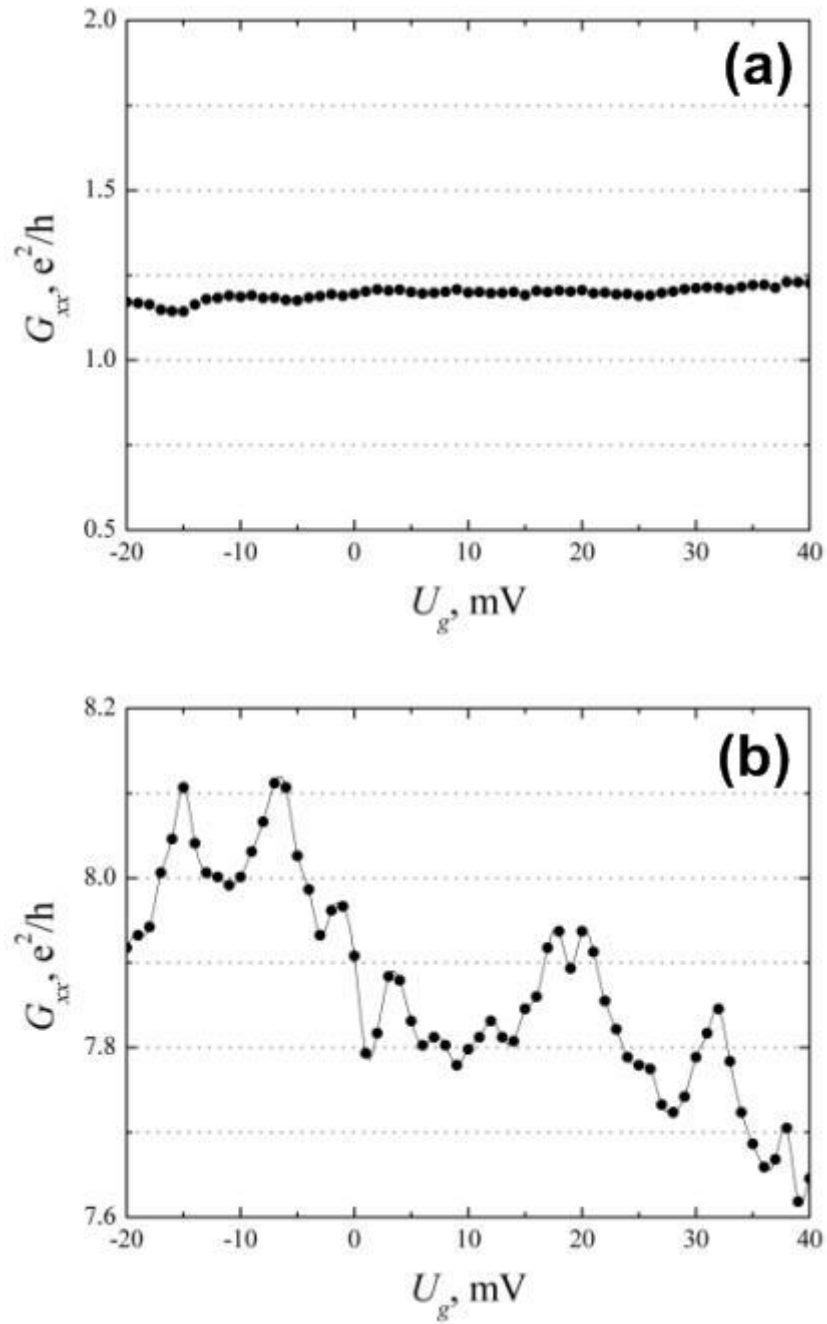


Рисунок 23. Продольная проводимость в зависимости от разности потенциалов на затворе КНС в условиях протягивания стабилизированного тока-исток сток $I=0,5$ нА и температуре 77К. На графиках наблюдаются: а) $G_{xx} \approx 0.7 \cdot (2e^2/h)$, так называемая «0.7 особенность»; б) осцилляции Ааронова-Кашера.

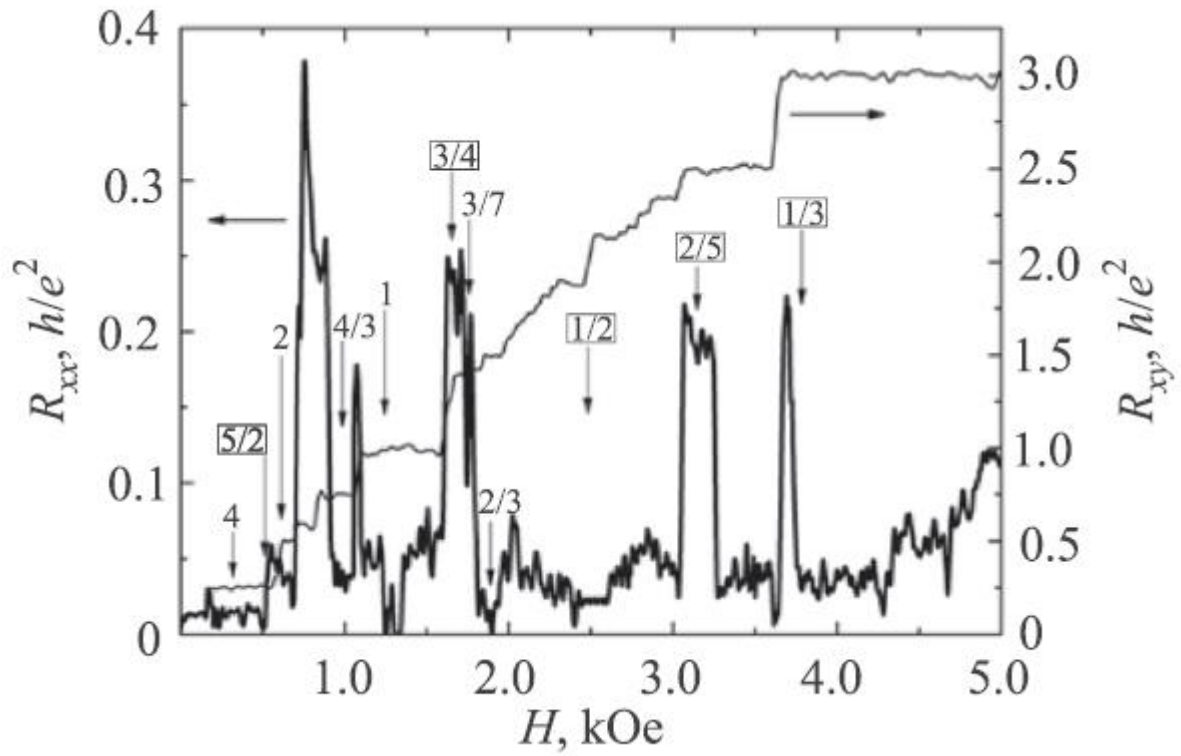


Рисунок 24. Зависимости продольной (слева) и поперечного (справа) сопротивления двумерной системы от магнитного поля: $R_{xy} = V_{xy} / I_{ds}$, $R_{xx} = V_{xx} / I_{ds}$, $I_{ds} = 10$ nA, плотность носителей $p_{2D} = 3 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$.

§2.2. Описание олигонуклеотидов ДНК и эксперимента

2.2.1. Получение олигонуклеотидов ДНК

Используемые в рамках работы над диссертацией олигонуклеотиды ДНК были созданы на заказ в компании «ДНК-синтез»: синтезировались они на автоматическом нуклеотидном синтезаторе марки K&A (Германия). Точность полученного результата, а именно число пар оснований в последовательности были подтверждены с помощью масс-спектрального анализа. В дальнейшем олигонуклеотиды были очищены с помощью электрофореза в полиакриламидном геле и высокоэффективной жидкостной хроматографии (ВЭЖХ) с применением хроматографических колонок ZORBAX марки Agilent (США), предназначенных именно для разделения олигонуклеотидов. На всех стадиях очистки использовались специально подготовленные вода и растворы, не содержащие ДНК-азы и химические примеси.

В рамках вышеописанной методики были синтезированы следующие двуцепочечные последовательности нуклеотидов длиной 100 пар оснований:

5'-ctgggtgggtg tggacgccct gatgatcgtc actggcctca tcggagcctt gagccacacg gccatagcca gatacagttg gtggttggtc tctacaattt-3'

Данные олигонуклеотиды прецизионно наносились на краевые каналы КНС с помощью микродозатора (0.1 – 3 мкл) и микрофлюидной системы контейнерного типа из полидиметилсилоксана (ПДМС), размещенной поверх КНС (рисунок 25). Она вмещала не более 0.5 мкл раствора, предотвращала преждевременное испарение жидкости, а также служила прицельным окном для нанесения олигонуклеотидов, поскольку была размещена точно над краевыми каналами КНС.

Равномерное распределение олигонуклеотидов по площади и понимание их количества позволило произвести осаждение таким образом, чтобы число олигонуклеотидов, попавших на краевой канал КНС, было примерно равно количеству дырок в краевых каналах – для этого концентрация использованных в данной работе синтезированных двуцепочечных олигонуклеотидов ДНК длиной 100 пар оснований составила 0.44 мкг/мкл.

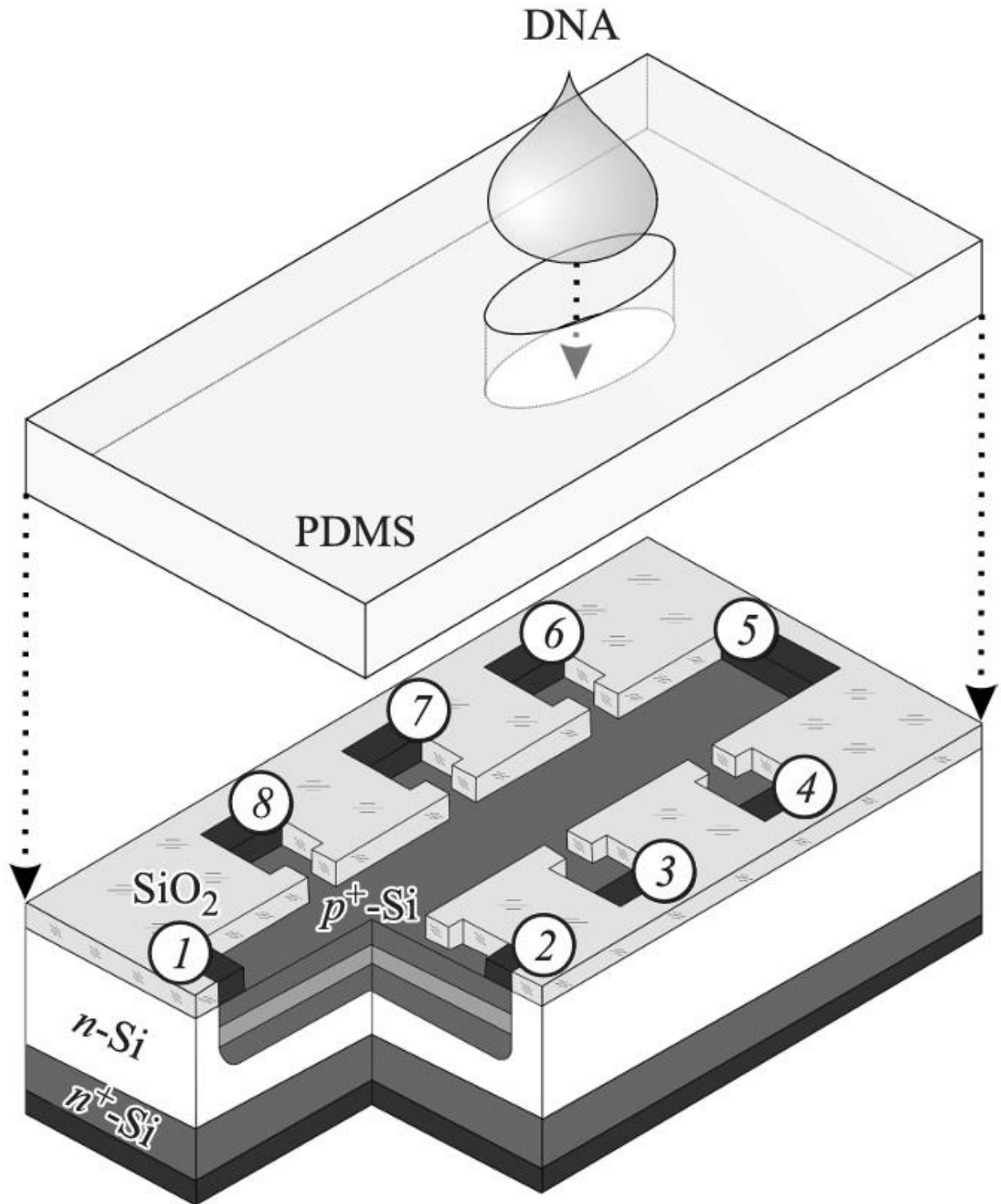


Рисунок 25. Схематичное изображение КНС и микрофлюидной системы контейнерного типа из ПДМС. В ней было проделано отверстие для нанесения и фиксации на поверхности олигонуклеотидов ДНК. Также указаны все контакты использованной КНС. В данной работе были задействованы следующие контакты: 1-5 – подача стабилизированного тока исток-сток I_{ds} ; 3-7 – снятие U_{xy} ; 6-8 – снятие U_{xx} .

Стоит отметить, что в третьей главе эксперимент проводился с лиофилизированными олигонуклеотидами ДНК, в то время как в четвертой главе снятие ВАХ происходило с олигонуклеотидами на поверхности краевого канала в жидком состоянии.

2.2.2. Регистрация вольт-амперных характеристик в рамках эксперимента

Эксперимент осуществлялся на установке, состоящей из источника постоянного тока (Keithely 6221), двух нановольтметров (Agilent 34420A), а также коммутационной платы с интерфейсом GPIB (National Instruments NIGPIB-USB-HS) и программного пакета LabView, с помощью которого система была синхронизирована. Исследования продольных и поперечных ВАХ проводились при комнатной температуре, снятие ВАХ осуществлялось с контактов «xx» и «ху» в холловской геометрии (рисунок 25), соответственно. Регистрация зависимостей происходила в диапазоне тянущего стабилизированного тока исток-сток -50 мкА – 50 мкА с шагом 80 нА. Каждая точка была измерена 10 раз с интервалом 1 мс. Полученные данные обрабатывались в математическом пакете MATLAB.

Выводы

В рамках работы над настоящей диссертацией были синтезированы КНС в соответствии с холловской геометрией. Было показано с помощью различных инструментов, в частности, СТМ исследований, что нанесение окисла на поверхность n-Si (100) может приводить к самоорганизации собственных междоузельных атомов в микродефекты в форме пирамид. Для обеспечения паритета между различными диффузионными механизмами, чтобы замедлить диффузию бора и привести к оптимальному протеканию процесса пассивации оборванных связей кремния в слоях, ограничивающих СККЯ, была выбрана толщина окисла 220 нм. Размер микродефектов в этом случае составил 2 нм. Более того, процесс кратковременной диффузии бора привел к самоупорядочиванию микродефектов в нейтральные δ -барьеры, ограничивающие СККЯ, при этом степень легирования составила $N(B) = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Вместе с тем проведенные

исследования с помощью ЦР, СТМ и ЭПР показали наличие в образованных δ -барьерах одиночных тригональных дипольных центров бора, $B^+ + B^-$, с отрицательной корреляционной энергией, сформировавшихся вследствие реконструкции мелких акцепторов бора, $2B^0 \rightarrow B^+ + B^-$.

Использованные в настоящей работе олигонуклеотиды ДНК были искусственно синтезированы и очищены в полиакриламидном геле и ВЭЖХ, затем их первичная структура была валидирована с помощью электрофореза в агарозном геле. В итоге были получены двуцепочечные олигонуклеотиды ДНК длиной 100 пар оснований следующей нуклеотидной последовательности:

5'-ctgggtgggtg tggacgccct gatgatcgtc actggcctca tcggagcctt gagccacacg gccatagcca gatacagttg gtggttggtc tctacaattt-3'

Исследования продольных и поперечных ВАХ в рамках настоящей диссертации проводились при комнатной температуре, снятие ВАХ осуществлялось с контактов «xx» и «ху» КНС в холловской геометрии, соответственно. Регистрация зависимостей происходила в диапазоне тянущего стабилизированного тока исток-сток -50 мкА – 50 мкА с шагом 80 нА. Каждая точка была измерена 10 раз с интервалом 1 мс. Полученные данные обрабатывались в математическом пакете MATLAB.

Глава 3. Идентификация олигонуклеотидов с помощью КНС

В данной главе описаны электрические и магнитные свойства КНС после осаждения олигонуклеотидов ДНК в краевые каналы.

В первом параграфе данной главы описаны ВАХ КНС после осаждения олигонуклеотидов ДНК на поверхность краевых каналов КНС [8, 11]. Было показано, что краевые каналы проводимости состоят из самоупорядоченных цепочек микрорезонаторов, содержащих одиночные дырки внутри, которые можно рассматривать, как квантовые гармонические осцилляторы, а также приведена версия о слабой связи между ними и осажденными на поверхность краевого канала КНС олигонуклеотидами [8, 11]. Более того, была рассмотрена концепция электромагнитной индукции Фарадея и было показано, что она позволяет описывать наблюдаемые в КНС макроскопические квантовые явления: в ее рамках полученные в ВАХ осцилляции возможно интерпретировать, как электрические аналоги квантового эффекта Холла и продольной лестницы проводимости, которую в свою очередь можно трактовать, как осцилляции Шубникова – де Гааза (ШдГ).

Во втором параграфе описываются магнитные свойства КНС после осаждения олигонуклеотидов ДНК на поверхность краевых каналов [13]. Приведены данные полевых зависимостей статической магнитной восприимчивости, демонстрирующие осцилляции де Гааза – ван Альфена (дГВА). При этом наблюдаемые осцилляции формируются двух типов: в малых магнитных полях процессы размерного квантования обуславливаются спариванием дырок внутри соседних пиксел КНС, в то время как в сильных магнитных полях данные процессы происходят в условиях распаривания пар дырок. Также описана модель изменения периодов осцилляций после осаждения олигонуклеотида ДНК в рамках системы 1 олигонуклеотид – 1 пиксела: ассоциирующаяся с пикселой биомолекула уменьшает ее эффективную площадь, участвующую в процессах размерного квантования [13].

§3.1. Вольт-амперные характеристики КНС после осаждения олигонуклеотидов ДНК в краевые каналы

Как было показано выше, КНС представляет собой сверхузкую кремниевую квантовую яму р-типа проводимости, ограниченную сильно легированными бором сверхпроводящими δ -барьерами на поверхности кремния n-типа. В процессе кратковременной диффузии атомов бора из газовой фазы образуются тригональные дипольные центры бора (B^+B^-) в слоях микродефектов вследствие negative-U реакции, $2B^0 \Rightarrow B^+ + B^-$ [27 – 29, 97, 98], самоупорядочивающиеся цепочки которых формируют краевые каналы проводимости, ограничивающие р-СККЯ (рисунок 26). Более того, наличие описанных дипольных центров бора позволяет краевым каналам выступать в качестве эффективных источников излучения в ГГц и ТГц диапазонах при пропускании тянущего тока исток-сток [104]. Это позволяет КНС излучать в ТГц диапазоне при этом являясь крайне компактной гетероструктурой вследствие джозефсоновского перехода и многократного Андреевского отражения на краях пиксел, из последовательности которых состоит краевой канал. Проведенные исследования модуляции спектров ИК- и электролюминесценции, зарегистрированных с помощью ИК-Фурье-спектроскопии [82, 95, 105], показали, что наиболее ярко в сантиметровом диапазоне проявляется частота 9,3 ГГц, $f_0 = c/\lambda$, поскольку в КНС формируются самоупорядоченные микрорезонаторы, длина всей последовательности которых равна $d = \lambda/(2n) = 4,72$ мм, при коэффициенте преломления в кремнии $n = 3,4$. Следует также отметить, что есть микрорезонаторы с коэффициентами преломления $n = 1$ – они также находятся на границах раздела квантовой ямы, но на поверхности гетероструктуры, в то время как резонаторы с $n = 3,4$ находятся внутри кремния.

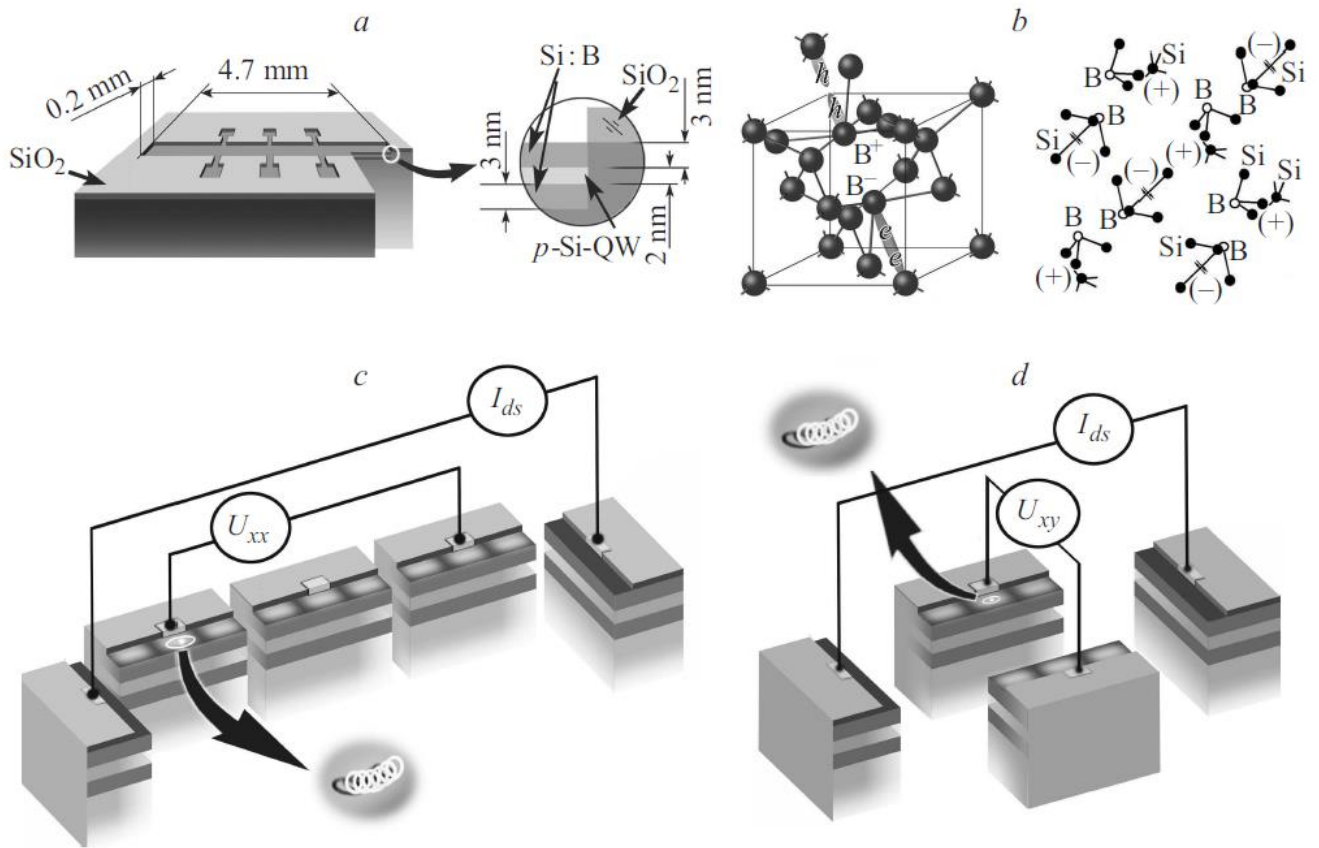


Рисунок 26. а) схематичное изображение КНС с указанием размеров канала проводимости и толщины слоев, в которой находится р-СККЯ и ограничивающие ее δ -барьеры; б) изображения тригонального дипольного центра бора ($B^+ B^-$) и их самоупорядоченных цепочек, ограничивающих р-СККЯ; с, d) схематичное изображение контактов на КНС в разрезе, с которых производились измерения продольной, U_{xx} , (с) и поперечной, U_{xy} , (d) разности потенциалов в условиях протягивания стабилизированного тока исток-сток, I_{ds} . Также указано место осаждения олигонуклеотида на поверхность краевого канала.

В то же время данная частота была зарегистрирована путем измерения изменения продольной проводимости КНС в условиях протягивания стабилизированного тока исток-сток (рисунок 27) [11].

Наблюдаемые пики проводимости объясняются обменным взаимодействием одиночных дырок с тригональными дипольными центрами бора с отрицательной корреляционной энергией, которое приводит к подавлению электрон-электронного взаимодействия и образованию последовательностей квантовых гармонических осцилляторов («пиксел»), содержащих одиночные обменно-связанные дырки внутри краевых каналов проводимости [105]. Именно данные осцилляторы ответственны за ГГц-ТГц излучение КНС, частотой которого, ν , можно управлять, варьируя величину протягиваемого стабилизированного тока исток-сток, а интенсивность изменять в зависимости от уровня рассогласования с собственной частотой, поскольку осцилляторы в то же время являются самоупорядоченными микрорезонаторами. Обменное же взаимодействие здесь подразумевает осцилляцию одиночной свободной дырки внутри пиксела вдоль одной из цепочек тригональных дипольных центров бора, которые ее ограничивают, а затем изменение на обратные спина носителя и направления его движения, но уже вдоль противоположной цепочки диполей бора. Диполи при этом движении дырки перезаряжаются. Зная при этом двумерную плотность носителей в краевом канале, которая составляет $3 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$, и габариты канала (рисунок 26, а), а значит и его площадь канала, $2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2$, можно получить число носителей: 590 единиц. Деля длину канала на это число, получается длина одной пиксела, которая составила 16.7 мкм.

Было показано, что в условиях достаточного подавления электрон-электронного взаимодействия увеличение тока исток-сток соответствует увеличению числа генерирующих квантовых гармонических осцилляторов, N , включающихся последовательно: $I = 2\pi \cdot \nu \cdot e \cdot N$ [11]. При этом излучение КНС может быть усилено посредством варьирования тока исток-сток для нахождения резонансной частоты между собственной модой микрорезонатора и генерируемым излучением [106, 107].

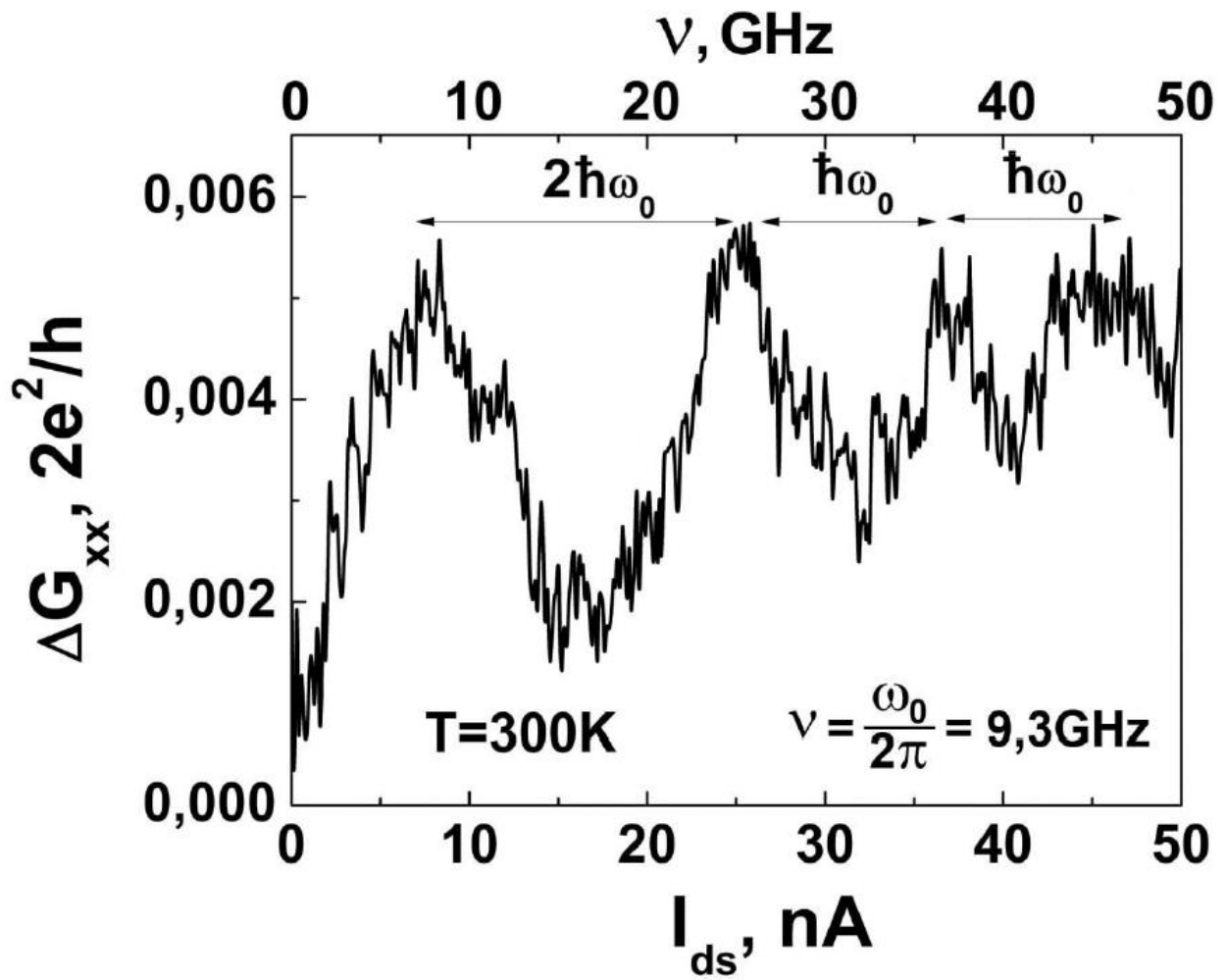


Рисунок 27. Зависимость изменения продольной проводимости в единицах $2e^2/h$ в зависимости от тянущего тока исток-сток. Сверху отмерена частота излучения КНС, соответствующая величине тока исток-сток. Измерения приведены при температуре 300К.

С другой стороны, можно изменять размеры микрорезонаторов, чтобы добиться лучшего резонансного отклика олигонуклеотидов. Так, собственная мода олигонуклеотида, впервые измеренная с помощью КНС, составила 2,8 ТГц [106], что соответствует размеру микрорезонатора 16,6 мкм. Для формирования «пиксел» с подобными размерами необходимо было обеспечить плотность двумерных дырок порядка $3 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$, что соответствует ~ 120 квантовым гармоническим осцилляторам на участке между контактами «хх» КНС длиной 2 мм. Более того, отклик олигонуклеотида можно усилить, осадив его на поверхность краевого канала таким образом, чтобы в микрорезонаторе находилась одна дырка и один олигонуклеотид [106].

Таким образом, учет вышеописанных особенностей, а именно подавление электрон-электронного взаимодействия носителей и подбор характерных размеров встроенных самоупорядоченных микрорезонаторов позволили исследовать резонансный отклик олигонуклеотидов с помощью регистрации ВАХ КНС после осаждения биомолекулы в краевые каналы проводимости. При этом вопрос влияния стабилизированного тянущего тока исток-сток был изучен посредством прецизионной регистрации резонансного отклика продольной проводимости и поперечной разности потенциалов при развертке этого тока. Измерения проводимости, проводившиеся в единицах $G_0 = 2e^2/h$ (рисунок 28), показали периодические биения, из периода которых возможно вычислить частоту, соответствующую резонансному отклику олигонуклеотида. Полученные экспериментальные результаты частоты, 2.8 ТГц, оказались в хорошем соответствии с полученными ранее из теоретического расчета, основанного на применении соотношения неопределенностей [11]. Стоит отметить, что также возможно получить данные о резонансном отклике биомолекулы из зависимости холловского (поперечного) напряжения КНС от тянущего стабилизированного тока исток-сток (рисунок 29): экспериментальные изыскания показали похожие биения, период которых совпал с аналогичными в продольной проводимости, что снова привело к значению частоты отклика 2.8 ТГц.

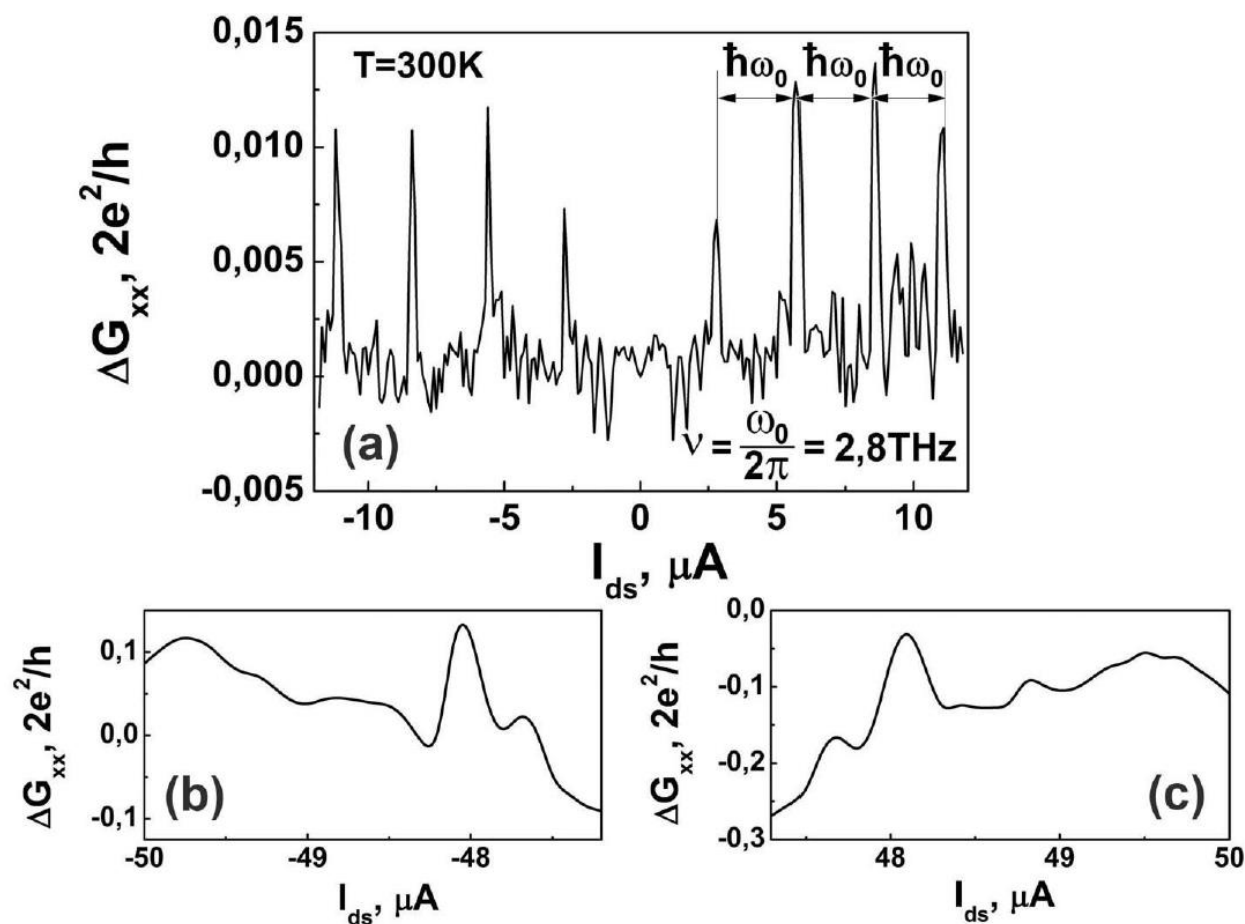


Рисунок 28. Резонансный отклик осажденного в краевые каналы КНС олигонуклеотида длиной 100 п.о., проявляющийся на зависимости изменения продольной проводимости КНС от тянущего стабилизированного тока исток-сток, и, соответственно, генерации ТГц-излучения. b, c – увеличенные в масштабе края спектра, [-50:-46.5] мкА и [46.5:50] мкА.

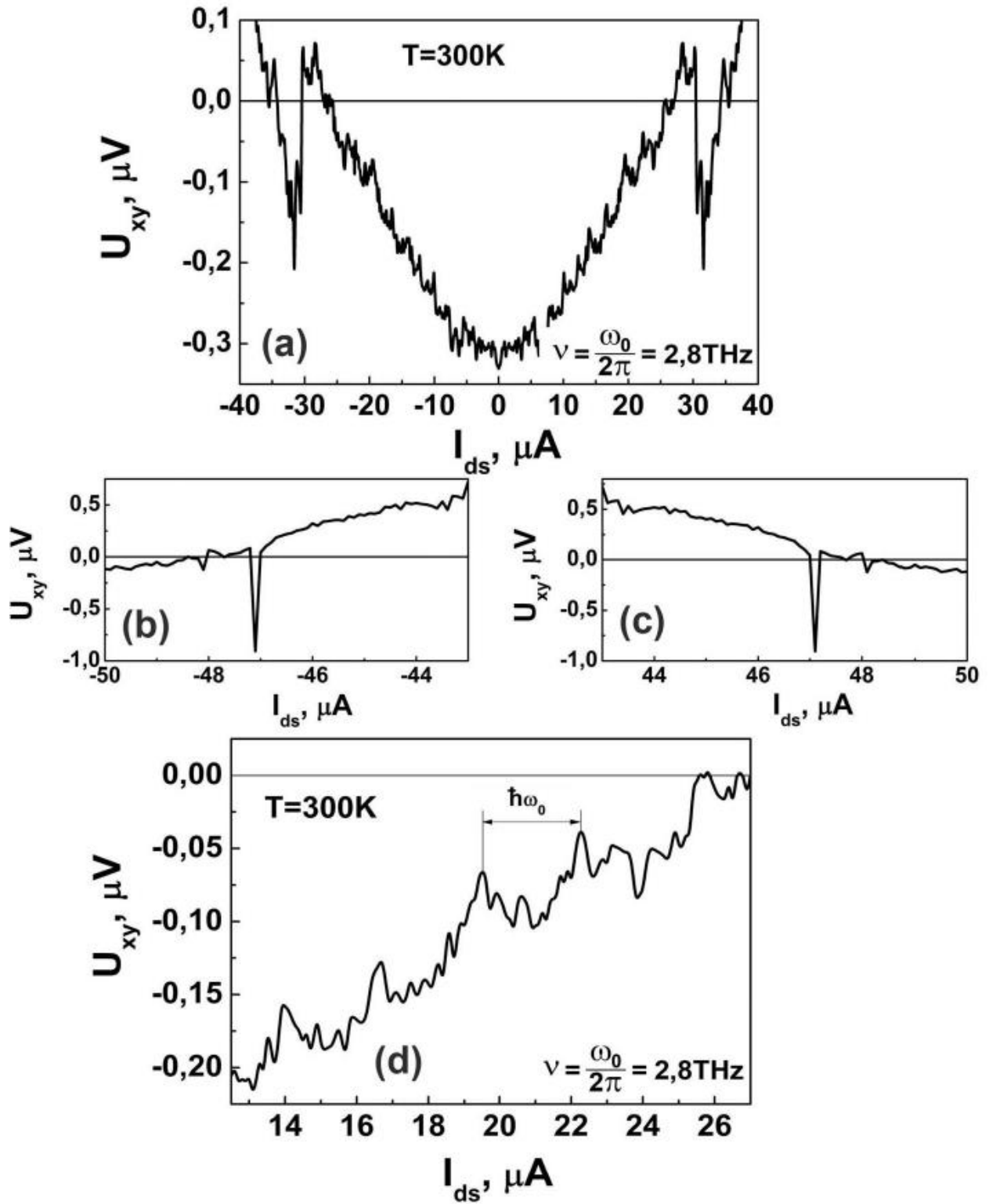


Рисунок 29. Резонансный отклик осажденного в краевые каналы КНС олигонуклеотида длиной 100 п.о., проявляющийся на зависимости поперечного напряжения КНС от тянущего стабилизированного тока исток-сток, и, соответственно, генерации ТГц-излучения. Данные приведены в разном разрешении.

При этом крайняя близость частот собственных мод олигонуклеотида и микрорезонатора, на поверхности которого он находится, приводит к практически полному отсутствию проявления прочих гармоник в рамках ВАХ КНС. Для подтверждения данного утверждения были рассмотрены ВАХ КНС в случае осаждения и без олигонуклеотида на поверхности краевых каналов: на рисунке 30 изображены полученные зависимости изменения продольной проводимости (а) и поперечной разности потенциалов (б) КНС в условиях протягивания стабилизированного тока исток-сток [11]. Проявляются пики, соответствующие частотам $\lambda \sim 2.1$ ТГц и $\lambda/2 \sim 4.2$ ТГц, причем последняя величина соответствует второй собственной гармонике квантового гармонического осциллятора. В то же время частоты генерации излучения КНС разнятся в случаях с осаждением и без олигонуклеотида ДНК. Скорее всего это происходит из-за дополнительного подавления электрон-электронного взаимодействия дырок при их взаимодействии с биомолекулой. Таким образом, проявляются нулевой, $\frac{\hbar\omega_0}{2} = 2.8$ ТГц, и первый, $\hbar\omega_0 = 5.6$ ТГц, уровни осцилляторов в описанных зависимостях (рисунок 30).

Стоит отметить, что возможны различные вариации величин и периодов пиков в зависимостях изменения продольной проводимости и холловского напряжения от тянущего тока исток-сток после осаждения в краевые каналы олигонуклеотидов ДНК разных длин и первичных структур. Предполагается, что это происходит ввиду их слабой связи с квантовыми гармоническими осцилляторами внутри краевых каналов КНС, в связи с чем первичная структура молекулы ДНК может влиять на проводимость системы. Это подтверждается также и в ЛТС (локальная туннельная спектроскопия) исследованиях в рамках методики СТМ (сканирующая туннельная микроскопия) в системе КНС с олигонуклеотидом ДНК на поверхности краевых каналов КНС в сухом состоянии после процедуры лиофильной сушки: было показано, что краевой канал КНС представляет собой замкнутый LC-контур и, что олигонуклеотид встраивается параллельно к нему, обладая при этом собственными емкостью и индуктивностью, приводя тем самым изменения в спектр ЛТС [8].

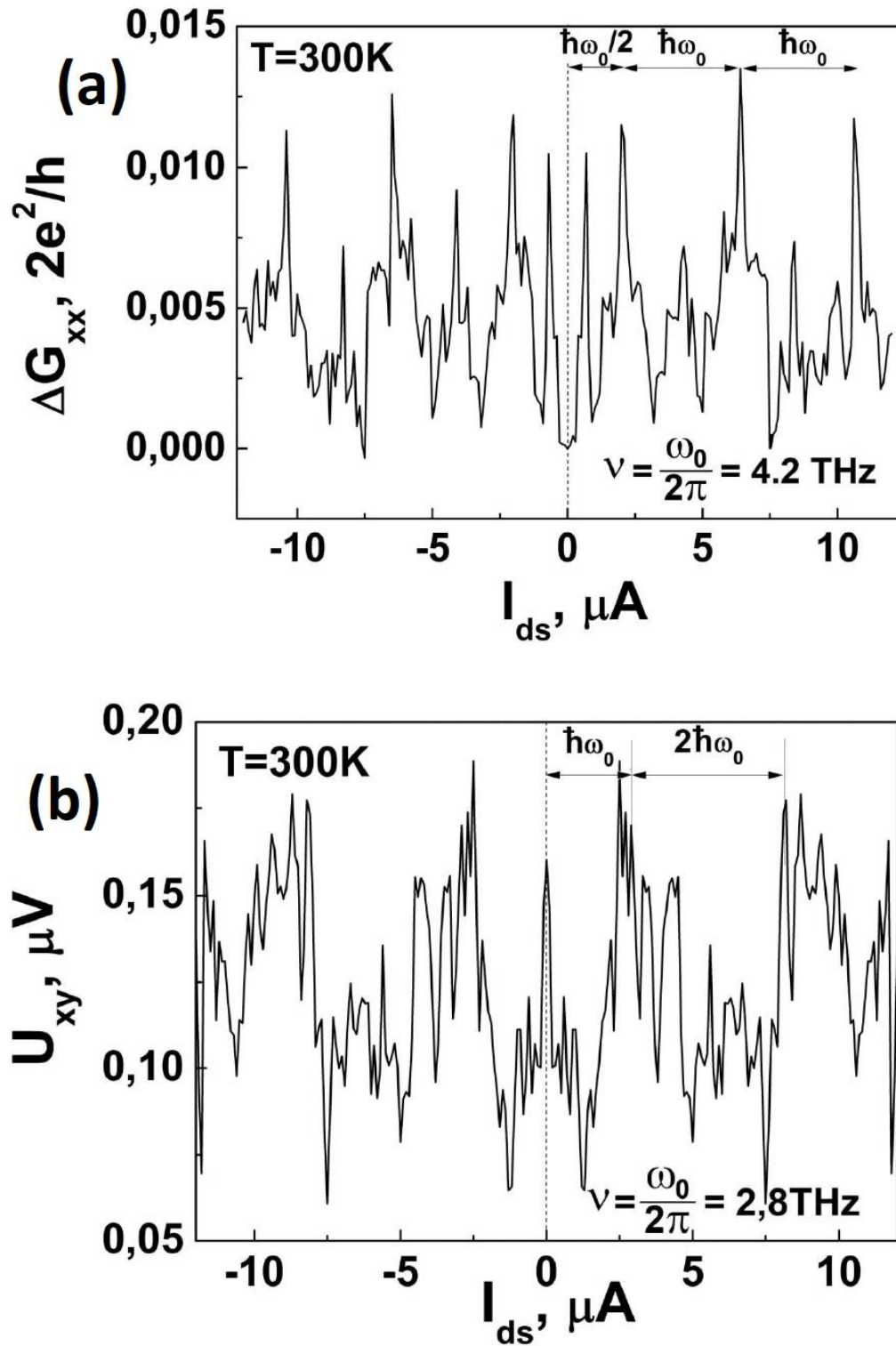


Рисунок 30. Зависимости изменения продольной проводимости (а) и поперечной разности потенциалов (б) КНС от протянутого стабилизированного тока исток-сток в условиях отсутствия олигонуклеотида ДНК на поверхности. Наблюдаются собственные моды микрорезонаторов.

Более того, олигонуклеотиды разной длины и первичной структуры имеют различные электрические свойства. На рисунке 31 приведены данные ЛТС в случаях с и без осаждения биомолекулы на поверхность КНС.

Возвращаясь чуть обратно, можно заметить, что полученные зависимости изменения продольной проводимости имеют осцилляционный характер, который в условиях протягивания стабилизированного тока исток-сток можно рассматривать, как электрический аналог продольной лестницы проводимости или же осцилляций ШдГ. При этом зависимость поперечной разности потенциалов в тех же условиях имеет вид лестницы со ступеньками, период которых совпадает с периодом аналогов осцилляций ШдГ – это наблюдение можно интерпретировать, как электрический аналог квантового эффекта Холла. Данные трактовки объясняются в рамках концепции электромагнитной индукции Фарадея – она подразумевает индукцию магнитного поля вследствие протягивания стабилизированного тока исток-сток через краевые каналы КНС, которые представляют собой замкнутый LC-контур, что позволяет рассматривать полученные значения напряжений в зависимости от магнитного поля (рисунок 32). В таком случае возникает ЭДС Фарадея, которая в эксперименте измеряется на контактах «ху»:

$$\Delta U_{xy} = \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}, \quad (3.1.1)$$

где $\Delta \Phi$ – изменение магнитного потока, проходящего через краевые каналы КНС, а $\Delta t = \frac{e}{I_{gen}}$, при этом I_{gen} – ток, который генерируется в настоящей схеме индуцируемым магнитным полем, создаваемым стабилизированным током исток-сток.

Для оценки представленной модели рассчитаем соответствующие значения величин холловской проводимости и продольной проводимости одной из ступенек. Здесь холловское сопротивление определяется в первую очередь током I_{gen} .

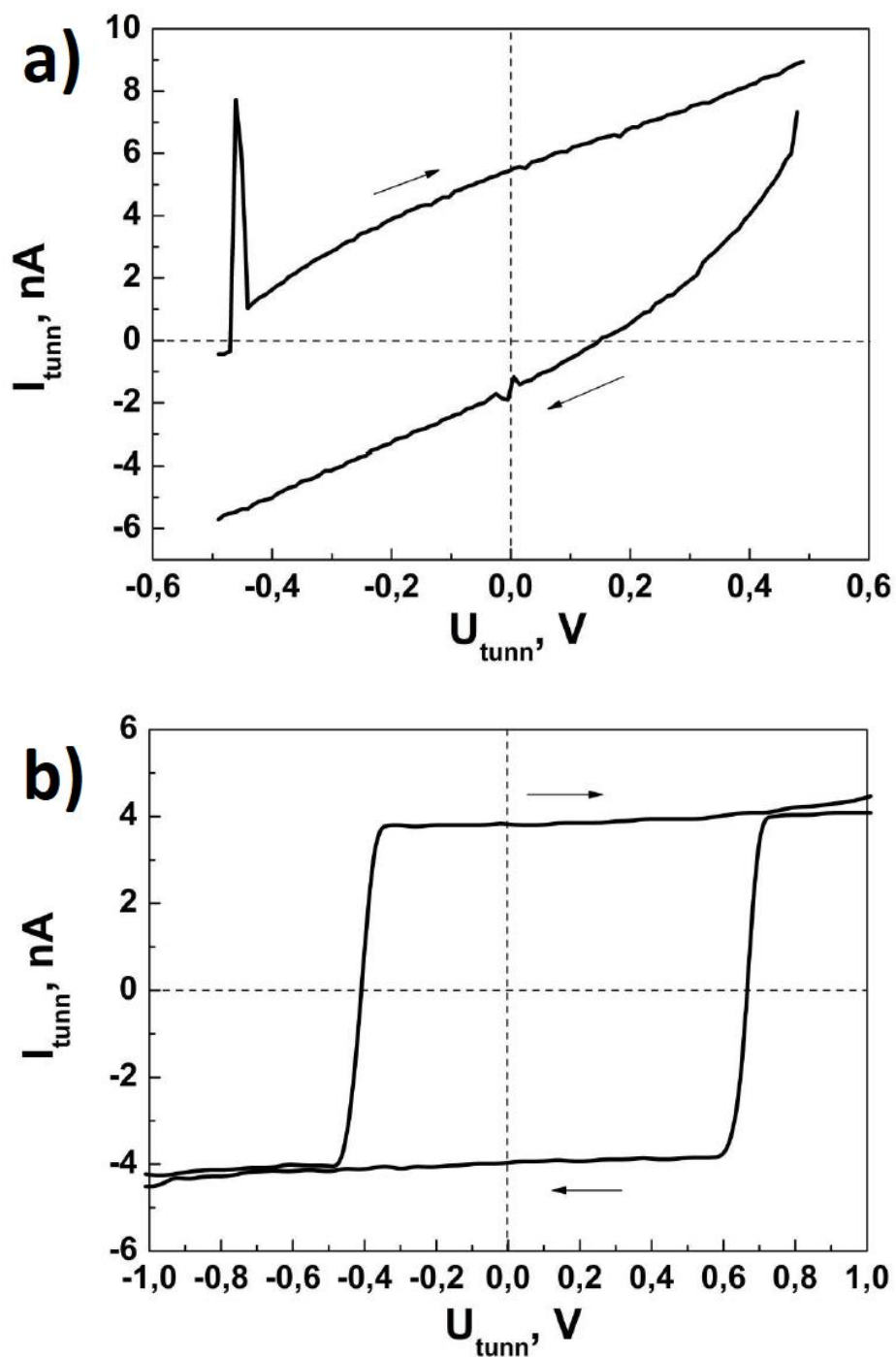


Рисунок 31. Экспериментальные данные метода СТМ, демонстрирующие локальные туннельные спектры КНС после осаждения (а) и без (б) олигонуклеотида ДНК в краевых каналах КНС. Пик на рисунке (а) ~ 0.45 В находится в соответствии с резонансом LC-контура КНС на частоте 9.3 ГГц.

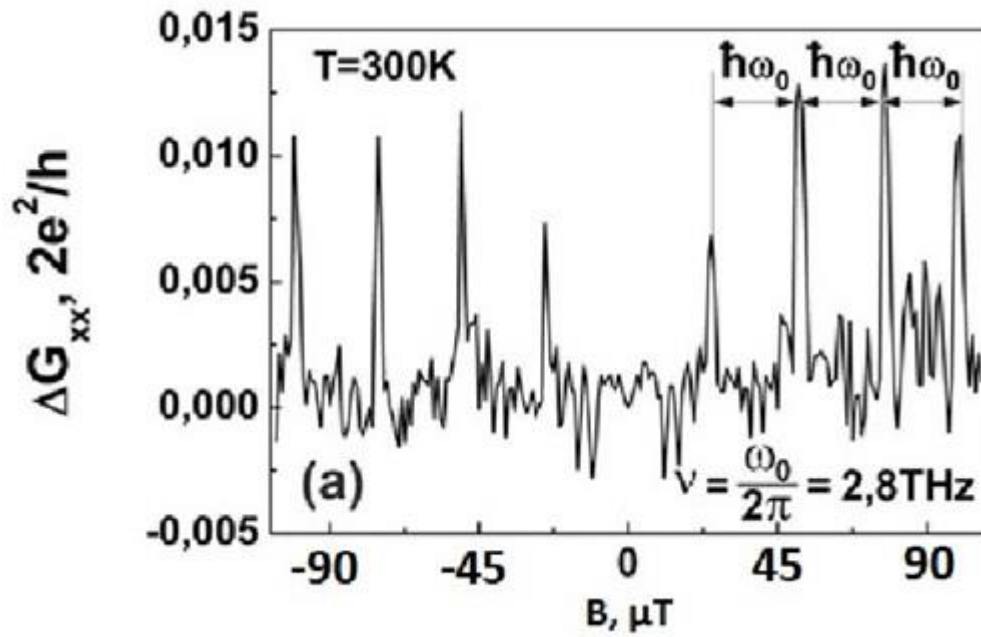


Рисунок 32. Зависимость продольной проводимости КНС с олигонуклеотидом ДНК на поверхности от индуцируемого стабилизированным током исток-сток в соответствии с концепцией электромагнитной индукции Фарадея магнитного поля. Данная зависимость создана на базе рисунка 28, где была пересчитана ось абсцисс, т.е. величина протягиваемого стабилизированного тока исток-сток была переведена в индуцируемое ей магнитное поле по формуле (3.1.3).

Следует отметить, что хотя поперечное напряжение является напряжением между контактами «ху», в КНС вертикальный транспорт не осуществляется, и регистрируемая разность потенциалов с контактов «ху» является следствием продольного транспорта носителей краевого канала КНС, поэтому поперечное сопротивление считаем в зависимости от продольного напряжения U_{xx} :

$$\Delta R_{xy} = \frac{n_e \Delta U_{xx}}{n_\Phi I_{gen}}, \quad (3.1.2)$$

где n_e и n_Φ – число дырок и квантов магнитного потока, захваченных носителями в краевом канале, $\Delta\Phi$ находится по определению: $\Delta\Phi = \Delta B \cdot S$, при этом ΔB здесь получается из отношения протягиваемого стабилизированного тока исток-сток, I_{ds} , к эффективному радиусу квантового гармонического осциллятора, R_0 . Таким образом,

$$\Delta B = \frac{\Delta I_{ds}}{2R_0}, \quad (3.1.3)$$

где $R_0 = \sqrt{\frac{S}{\pi}}$, а S – эффективная площадь контура, на который идет захват квантов магнитного потока. В данном случае используется пиксела, она же – квантовый гармонический осциллятор, содержащий одиночную дырку. Стоит отметить, что расчет $\Delta\Phi$ происходил исходя из тезиса, что одним из условий эксперимента был режим 1 пиксела – 1 олигонуклеотид. Предполагалось, что олигонуклеотид может делить эффективную площадь пиксела пополам, т.к. биомолекула ложится на середину пиксела, а носитель внутри нее осциллирует от стенки пиксела к олигонуклеотиду и обратно. Как оказалось, это действительно может быть – подобная модель была идентифицирована, как частный случай, в эксперименте с регистрацией полевых зависимостей статической магнитной восприимчивости КНС после осаждения олигонуклеотида ДНК в краевые каналы, о чем будет доложено в следующем параграфе. Таким образом, за площадь была взята половина площади пиксела.

В соответствии с вышенаписанным, генерационный ток выходит следующим: $I_{gen} = \frac{e}{\Delta t} = \frac{e \Delta U_{xy}}{\Delta \Phi}$. Следовательно, возможно определить его величину,

а значит и холловское сопротивление, $\Delta R_{xy} = \frac{\Delta U_{xx}}{I_{gen}}$. Стоит иметь в виду, что направление тока по пикселе может быть двунаправленным, поскольку джозефсоновский переход и многократное Андреевское отражение на краях пиксел сопровождаются сменой направления движения одиночной дырки по последовательности тригональных дипольных центров бора, ограничивающими дырку с двух сторон, или же по соседним пикселям дырка движется в разных направлениях с изменением спина на противоположный. Получается, что ток идет сразу в обе стороны при генерации, а поскольку контакты «ху» находятся на «перемычке» краевого канала, т.е. в его центре, ток обходит контур краевого канала дважды, складываясь в результирующий вследствие противоположного спина. Таким образом, имея в виду параллельное соединение пиксел, выше получилось общее холловское сопротивление в рамках тока, протекшего по контуру в обе стороны с разным спином. Определим холловское сопротивление для одной пикселя, для этого необходимо умножить получившееся значение на количество пиксел, который генерационный ток прошел, т.е. двойное количество по всему периметру, длина которого составляет 9.8 мм – это 1180 пиксел.

Теперь рассчитаем продольную проводимость, ΔG_{xx} : $\Delta G_{xx} = \frac{I_{gen}}{\Delta U_{xx}}$. Стоит отметить, что здесь учитывалось падение напряжения на всем участке «хх», ΔU_{xx} , при этом пикселы включаются параллельно, поэтому для определения проводимости одной пикселя на данном отрезке следует полученную выше величину поделить на количество пиксел в «хх», т.е. на 120, а также иметь в виду, что описываемый формулой выше генерационный ток течет по всему участку «хх», т.е. по 120 пикселям, поскольку рассчитывается из площади всего отрезка «хх»:

$$\Delta G_{xx} = \frac{I_{gen}}{\Delta U_{xx} \cdot 120 \cdot 120}. \quad (3.1.4)$$

Таким образом, можно рассчитать величины изменения продольной проводимости, а также холловских сопротивления и проводимости для одной пикселя с одиночной дыркой внутри в рамках проведенного эксперимента. Для периода между биениями продольной проводимости, который находится в интервале [2,65;5,83] мкА (рисунок 28), и соответствующей этим биениям ступени

холловского сопротивления данные значения составили $\Delta G_{xx} = 0,66 [e^2/h]$, $\Delta G_{xy} = 7,7 [e^2/h]$ и $\Delta R_{xy} = 0,13[h/e^2]$. Для остальных периодов биений значения приведенных параметров будут того же порядка, поскольку периоды осцилляций продольной проводимости и холловского напряжения (рисунок 29) с дальнейшим изменением стабилизированного тока исток-сток не сильно отличаются, в то время как величины пиков также остаются тех же порядков.

Стоит отметить, что ВАХ КНС после осаждения олигонуклеотида ДНК (рисунок 28) и без него (рисунок 27) имеют схожие друг с другом биения продольной проводимости, отличающиеся при этом по величине и периодам пиков. Данные различия носят небольшие изменения, во всяком случае они остаются схожих порядков, поэтому получающиеся в соответствии с концепцией электромагнитной индукции Фарадея величины продольной и поперечной проводимостей также отличаются в пределах порядка. Таким образом, можно говорить о возможности применения данной модели для описания наблюдаемых макроскопических квантовых явлений в КНС, в том числе после осаждения олигонуклеотида ДНК в краевые каналы. При этом биомолекула вносит свои особенности в параметры упомянутых явлений. Это можно связать с изменением эффективной площади краевого канала КНС, на который происходит захват квантов магнитного потока при пропускании стабилизированного тока исток-сток, индуцирующего магнитное поле, что будет подробнее описано в следующем параграфе.

§3.2. Магнитная восприимчивость КНС с осажденными олигонуклеотидами ДНК в краевые каналы

Длина и нуклеотидный состав олигонуклеотида определяют его электрические свойства, как биомолекулы в целом, что было показано ранее [4]. По этой причине электрические параметры олигонуклеотида изучались в первом параграфе данной главы по схеме 1 олигонуклеотид – 1 квантовый гармонический осциллятор, содержащий одиночную дырку (пиксела). Оказывается, осажденная

биомолекула встраивается в краевой канал проводимости КНС, который представляет собой замкнутый LC-контур, привнося тем самым свои емкость и индуктивность в формируемую систему. Данное явление позволяет зарегистрировать и определить электрические константы исследуемого олигонуклеотида путем снятия ВАХ. Таким образом представляет интерес изучение электрических свойств биомолекулы, что можно косвенно осуществить в рамках исследования ее магнитных свойств, при этом данный подход удобнее, поскольку в этом случае существуют бесконтактные методы [13].

Как было показано ранее, в КНС возможно наблюдение при высоких температурах макроскопических квантовых явлений, таких как осцилляции ШдГ, дГвА, квантовый эффект Холла и квантовая лестница проводимости [105]. При этом краевой канал проводимости КНС представляет собой последовательность микрорезонаторов (иначе – пиксел), содержащих одиночную дырку внутри себя каждый. В случае помещения КНС в магнитное поле происходит захват квантов магнитного потока краевым каналом, а именно системой из последовательности микрорезонаторов, в результате чего формируются композитные бозоны [108]. Таким образом, оптические, электрические и магнитные свойства КНС определяются размерами пиксел, эффективная площадь поверхности которых формирует параметры модели концепции электромагнитной индукции Фарадея, описанного выше. Следовательно, управление величиной площади пиксел, на которые происходит захват квантов магнитного потока, при помощи осаждения в них олигонуклеотидов ДНК приводит к изменению периода захвата квантов магнитного потока и, соответственно, периодов осцилляций, а также величины плато наблюдаемых макроскопических квантовых явлений, что может позволить в дальнейшем идентифицировать данный тип биомолекул.

Таким образом, с целью изучения магнитных свойств олигонуклеотидов были проведены магнитные исследования КНС и зарегистрированы полевые зависимости магнитной восприимчивости КНС после осаждения олигонуклеотида ДНК в краевые каналы КНС и без него [13]. Эксперимент был проведен при комнатной температуре по методу Фарадея, суть которого заключается в

измерении силы взаимодействия образца с приложенным неоднородным магнитным полем, модуль индукции которого зависит от образца. Взаимосвязь между измеряемой силой и статической магнитной восприимчивостью определяется следующим отношением:

$$\chi(T, B) = \frac{F_0(T, B)}{mBdB/dz}, \quad (3.2.1)$$

где F_0 – это разность сил взаимодействия магнитного поля с чашечкой, в которую помещен образец, и сил взаимодействия магнитного поля с пустой чашечкой.

Результаты эксперимента представлены на рисунке 33, который демонстрирует полученные данные полевых зависимостей статической магнитной восприимчивости КНС без олигонуклеотида ДНК (рисунок 33, а, б, с) и после осаждения олигонуклеотида в краевые каналы КНС (рисунок 33 d, e, f). Вследствие мейсснеровских эффектов, которые проявляются благодаря обменному взаимодействию одиночных дырок с тригональными дипольными центрами бора [55, 105, 109], в первом варианте был зафиксирован сильный диамагнетизм в слабых магнитных полях с соответствующими осцилляциями. Это заключение также подтвердила регистрация предельного значения диамагнитной восприимчивости в слабом магнитном поле, $1/4\pi$ [105, 109]. Более того, были обнаружены осцилляции дГВА, период которых зависит от длины пиксел, внутри которых находятся одиночные дырки (рисунок 33 а – с).

Осцилляции дГВА при этом были двух типов на двух разных интервалах величины магнитного поля, 0 – 300 Ое и 300 – 1240 Ое, соответственно (рисунок 33 а, б). По-видимому, за формирование осцилляций дГВА в первом случае ответственны спаренные одиночные свободные дырки внутри пиксел, поскольку, зная габариты пиксел, можно оценить соотношение $\Delta B \cdot S = \Phi_0$, которое выполняется при: $\Delta B = 300$ Ое – период осцилляций дГВА, S – площадь двух пиксел, $\Phi_0 = h/2e$ – квант магнитного потока, если носителями являются пары дырок. Можно сделать вывод, что в слабых магнитных полях макроскопические квантовые явления обусловлены спариванием одиночных свободных дырок в

соседних пикселах, которые осциллируют в пределах двух соответствующих пиксел. Эксперимент показал, что эти осцилляции и правда формируются в рамках макроскопических квантовых процессов в парах пиксел (рисунок 32 b), при этом они, вероятно, затухают при увеличении магнитного поля свыше 300 Oe, поскольку происходит разрыв пар носителей.

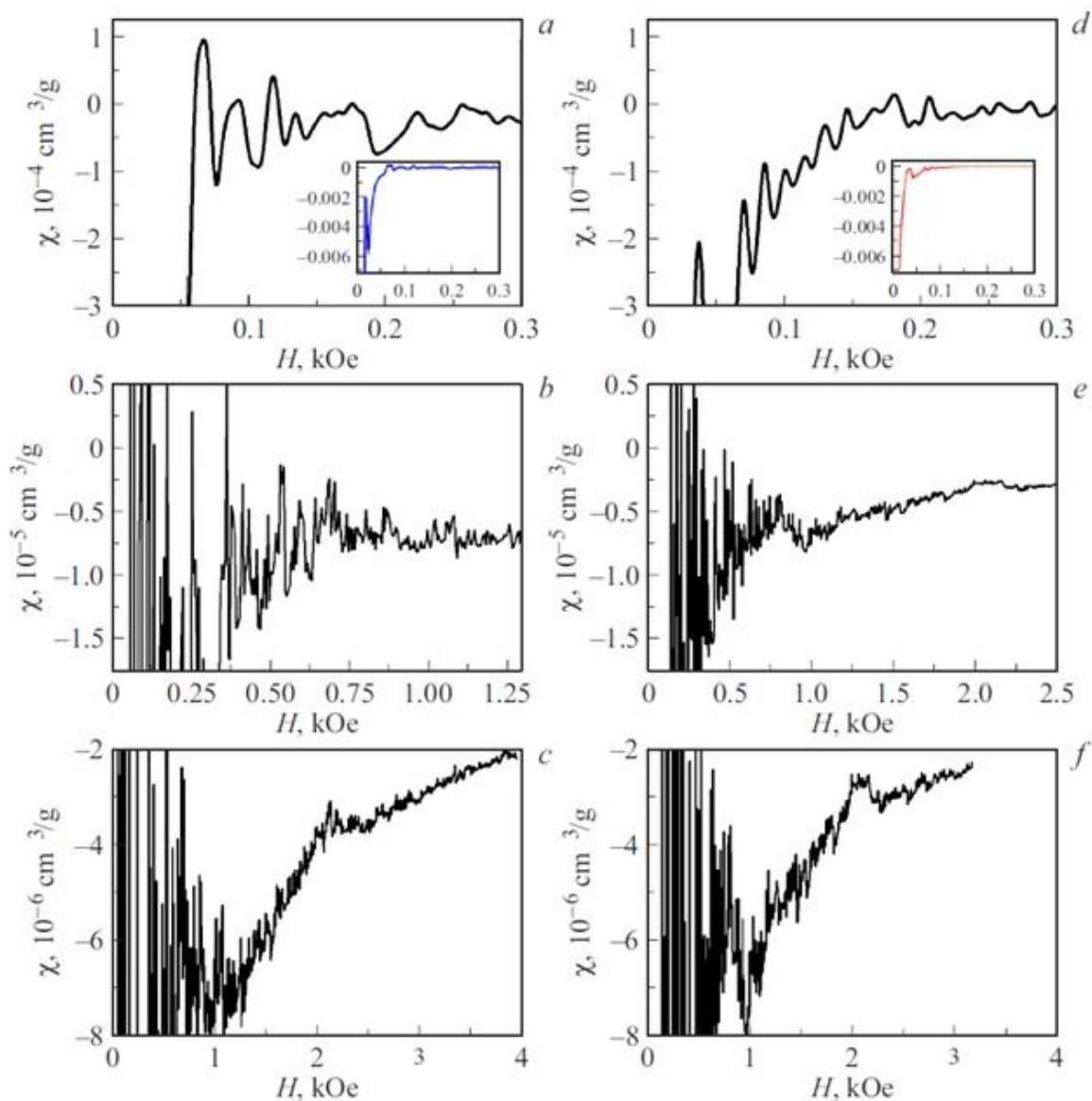


Рисунок 33. Экспериментальные данные метода Фарадея, демонстрирующие полевые зависимости статической магнитной восприимчивости КНС без олигонуклеотида (a – c) и с осажденным олигонуклеотидом на поверхность краевых каналов (d – f). На них можно наблюдать осцилляции де Гааза – ван Альфена. Величина приложенного магнитного поля составила: (a, d) 0 – 300 Oe; (b) 0 – 1250 Oe; (e) 0 – 2500 Oe; (c, f) 0 – 4000 Oe. На вкладках приведены те же зависимости, показывающие предельные значения диамагнетизма в слабых полях.

Здесь осцилляции дГВА объясняются размерным квантованием в пикселах, внутри которых находятся одиночные дырки, поскольку отношение $\Delta B \cdot S = \Phi_0$ выполняется при S , равной площади одной пикселя, $\Phi_0 = h/e$ – квант магнитного потока, если носителем являются одиночные дырки. Таким образом, осцилляции дГВА на интервале до 1240 Ое обусловлены процессами размерного квантования одиночных носителей внутри краевых каналов КНС.

Эксперимент по регистрации полевых зависимостей статической магнитной восприимчивости КНС в случае с осаждением олигонуклеотидов ДНК в краевые каналы КНС тоже продемонстрировал наличие осцилляций дГВА, но с отличными от случая без осаждения величинами периода и амплитуды колебаний (рисунок 33, d – f). Для объяснения наблюдаемых особенностей в первую очередь стоит рассмотреть возрастание периода идентифицированных осцилляций, поскольку, как было показано ранее, подбирались такие условия, в которых одной дырке в краевом канале соответствует один олигонуклеотид ДНК. Здесь пикселе соответствует помимо одиночной дырки также один олигонуклеотид, который ассоциируется с пикселем через ее поверхность и, соответственно, уменьшает ее эффективную площадь в рамках процессов размерного квантования. Данный тезис актуален как для случая со спариванием одиночных свободных дырок в соседних пикселях в слабых полях, так и с их распариванием при сильном увеличении магнитного поля (рисунок 34). Исходя из выбранного режима 1 пикселя – 1 олигонуклеотид предполагается, что биомолекула ложится на середину пикселя, тем самым деля ее пополам с точки зрения движения одиночной дырки (или спаренных дырок) внутри, поскольку олигонуклеотид имеет размер 2 нм * 34 нм, перекрывая таким образом пикселу по ширине, которая составляет 2 нм, независимо от того, как он геометрически лег – в этом случае дырка осциллирует между границей пикселя и олигонуклеотидом.

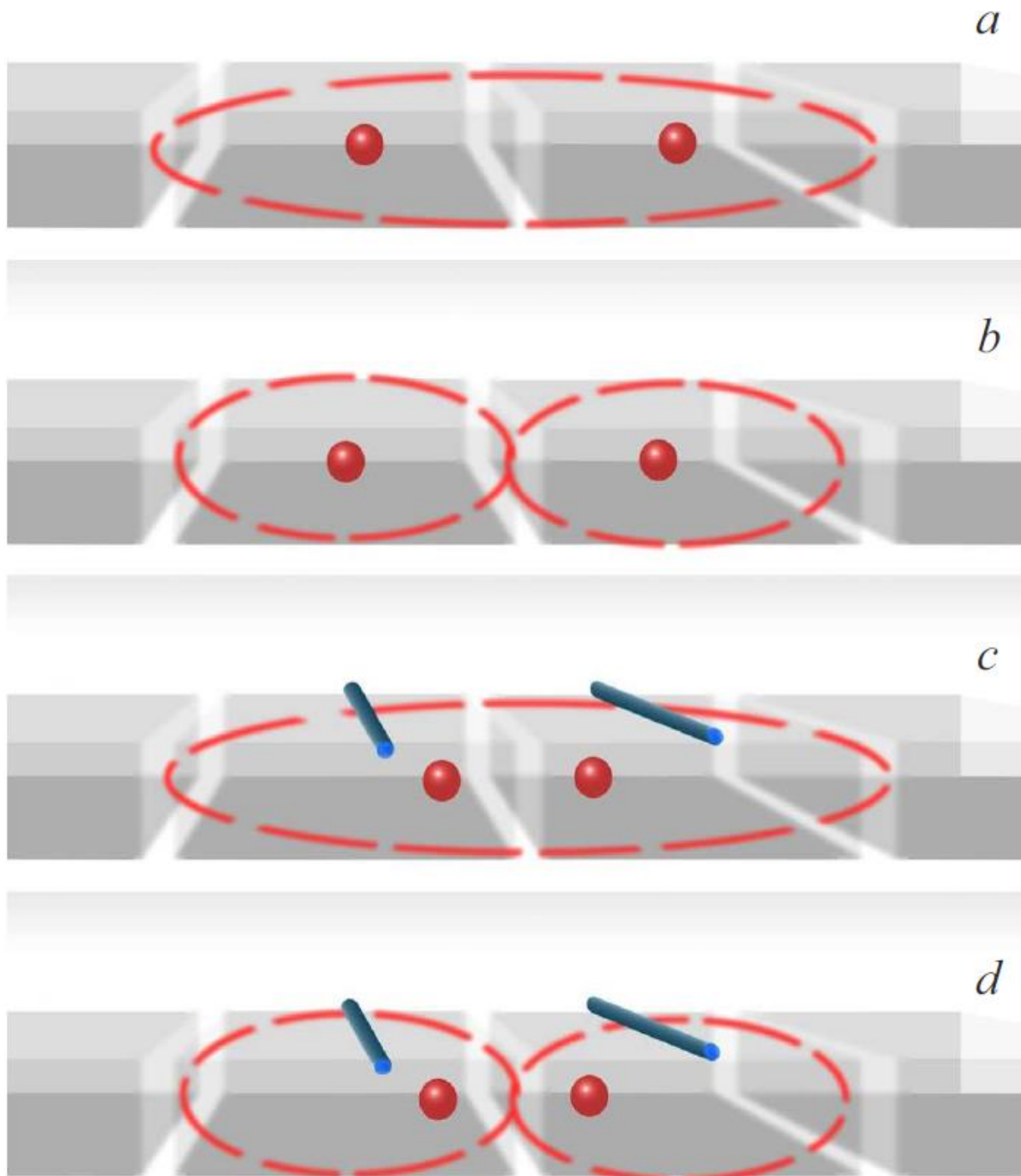


Рисунок 34. Схематическое изображение краевого канала КНС, состоящего из последовательности пиксел, содержащих одиночные дырки: (а, b) – без олионуклеотида; (с, d) – в случае осаждения олигонуклеотида на поверхность КНС. Процессы размерного квантования обусловлены: (а, с) – спариванием носителей в условиях слабого магнитного поля; (b, d) – распариванием носителей в условиях дальнейшего увеличения магнитного поля.

Возрастание периодов осцилляций дГВА в условиях описанной выше модели уменьшения эффективной площади краевого канала ввиду осаждения олигонуклеотида аналогично возрастанию двумерной плотности носителей [105]. По такой же схеме можно объяснить возрастание периода осцилляций при осаждении олигонуклеотидов ДНК на КНС, возникающих в рамках образования пар дырок в слабых магнитных полях, 300 – 600 Ое, и формирующихся в условиях одиночных дырок в сильных магнитных полях, 1240 – 2500 Ое.

Выводы

Зарегистрированы ВАХ КНС, на которых видны периодические биения. Было показано, что, применяя модель концепции электромагнитной индукции Фарадея, ВАХ-зависимости КНС с олигонуклеотидом и без можно интерпретировать, как электрические аналоги квантового эффекта Холла и квантовой лестницы продольной проводимости (которая может трактоваться, как осцилляции ШдГ), т.к. в полученных данным способом зависимостях продольной проводимости и холловского сопротивления от индуцированного магнитного поля наблюдаются осцилляции и ступеньки, периоды которых совпадают, а величины близки к единицам $[e^2/h]$ и $[h/e^2]$. Нанесение при этом олигонуклеотида ДНК на поверхность краевого канала КНС хоть и вносит определенные изменения в величины продольной и холловской проводимости КНС, но при этом не критичные, оставляя значения в пределах тех же порядков.

В то же время полевые зависимости статической магнитной восприимчивости демонстрируют осцилляции дГВА, которые обуславливаются механизмами спаривания одиночных свободных дырок в соседних пикселях в слабых магнитных полях и распариванием данных носителей – в сильных [13]. В случае осаждения олигонуклеотида в краевые каналы проводимости наблюдается увеличение периодов описанных осцилляций ввиду уменьшения эффективной площади пикселя из-за нахождения на ней биомолекулы: судя по всему, олигонуклеотид делит пополам площадь, на который осуществляется захват

квантов магнитного потока, заставляя одиночные дырки внутри пиксел осциллировать в пределах пространства между границей пиксела и самим олигонуклеотидом. Данная модель позволяет предположить изменение параметров и других макроскопических квантовых явлений в случае осаждения олигонуклеотида на поверхность КНС, поскольку параметры многих из них также зависят от изменения периода захвата квантов магнитного потока носителями.

Таким образом можно говорить о возможности применения концепции электромагнитной индукции Фарадея для описания электрических аналогов макроскопических квантовых явлений в КНС, таких как квантовый эффект Холла, квантовая лестница продольной проводимости и осцилляции ШдГ, даже в условиях использования олигонуклеотидов в системе с КНС. Биомолекула же, судя по всему, внося особенности в величины продольной и холловской проводимости, принципиально ничего не меняет, поэтому при учете данных особенностей модель электромагнитной индукции продолжает описывать наблюдаемые квантовые явления. Более того, возможно варьировать параметры описанных макроскопических квантовых явлений, внося в систему с КНС олигонуклеотиды разных длин и первичных структур, поскольку эти параметры напрямую определяют проводимость олигонуклеотидов ДНК.

Стоит отметить, что поскольку в основе описанных в данной главе макроскопических квантовых эффектов лежит явление квантовой интерференции, можно предположить, что наличие олигонуклеотида на поверхности КНС влияет на нее. При этом олигонуклеотид может быть по-разному расположен в краевом канале с точки зрения геометрии, поскольку он имеет ширину 2 нм и длину 34 нм в настоящей работе, в то время как пиксела, из последовательности которых состоит краевой канал, при длине 16.6 мкм также имеет ширину 2 нм. Таким образом, возможность зафиксировать вклад олигонуклеотида в интерференцию будет выше, если он будет расположен вдоль пиксела. Поэтому имеет смысл изменить технологический подход к осаждению олигонуклеотида и изучить его влияние в продольной ориентации на параметры макроскопических квантовых эффектов, в основе которых лежит явление квантовой интерференции.

Глава 4. Квантовая интерференция в условиях присутствия олигонуклеотида ДНК на поверхности КНС

В данной главе представлены результаты изучения возможности олигонуклеотидов ДНК на поверхности полупроводниковых наноструктур контролировать характеристики квантовой интерференции одиночных носителей. Исследование проводилось на примере изучения макроскопических квантовых явлений, таких, как электрические аналоги квантового эффекта Холла, осцилляций ШдГ и квантовой лестницы продольной проводимости.

В первом параграфе описан экспериментальный подход к изучению описанных явлений, в частности, установка для осаждения олигонуклеотида. В том числе указано отличие от примененного метода в третьей главе, что позволило исследовать вклад олигонуклеотида ДНК в продольной геометрии.

Во втором параграфе описаны полученные продольные и поперечные ВАХ КНС после осаждения олигонуклеотида ДНК в краевые каналы КНС. Определены серии вложенных друг в друга разрывов и осцилляций, наблюдаемые в зависимостях ВАХ КНС от протягивания стабилизированного тока исток-сток, интерпретация которых в соответствии с концепцией электромагнитной индукции Фарадея позволяет идентифицировать электрические аналоги квантового эффекта Холла, продольной лестницы проводимости и, соответственно, осцилляций ШдГ. Таким образом, зафиксировано несколько типов квантовой интерференции, которые дают одномоментный самосогласованный вклад в наблюдаемые макроскопические квантовые явления. Областями интерференции в свою очередь выступили участок между контактами «xx», одиночная пиксела и олигонуклеотид ДНК. Следует отметить, что квантовая интерференция, обусловленная присутствием олигонуклеотидов ДНК, зафиксирована впервые. При этом важным обстоятельством является тот факт, что квантовая интерференция может одновременно проявляться при участии как фрагментов полупроводниковых наноструктур, так и олигонуклеотидов ДНК.

§4.1. Подготовка эксперимента

В работе над настоящей диссертацией в качестве квантово-размерных структур для изучения вклада олигонуклеотидов ДНК в квантовый транспорт носителей были использованы КНС. Они представляют собой самоупорядоченные сверхузкие кремниевые квантовые ямы р-типа проводимости на подложке кремния (100) n-типа проводимости. Для усиления отклика олигонуклеотидов в ВАХ КНС были синтезированы с плотностью носителей $3 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$, что соответствует длине микрорезонатора 16.7 мкм или количеству в 590 пиксел, из упорядоченных последовательностей которых состоит краевой канал проводимости. При этом КНС была выполнена в рамках холловской геометрии.

Исследование вклада олигонуклеотидов ДНК в квантовую интерференцию КНС проходило после прецизионного осаждения биомолекул на поверхность краевого канала с помощью микродозатора (0.1 – 3 мкл) и микрофлюидной системы контейнерного типа из полидиметилсилоксана, размещенной поверх КНС (рисунок 15, 26 а, с, d). Она вмещала не более 0.5 мкл раствора, предотвращала преждевременное испарение жидкости, а также служила прицельным окном для нанесения олигонуклеотидов, поскольку была размещена точно над краевыми каналами КНС. Используемые в процессе работы образцы двуцепочечных олигонуклеотидов, как показано выше, были синтезированы на нуклеотидном синтезаторе K&A, после чего прошли процедуру очистки в полиакриламидном геле и ВЭЖХ.

Концентрации олигонуклеотидных молекул были подобраны исходя из режима один олигонуклеотид – одна пиксела, поэтому ее значения для синтезированных двуцепочечных биомолекул длиной 100 п.о. составила 0.44 мкг/мкл. Благодаря этому количество олигонуклеотидов было примерно равно количеству дырок в краевых каналах КНС. Стоит отметить, что в третьей главе процесс осаждения олигонуклеотидов ДНК сопровождался сушкой в лиофильной камере, в то время как в данной главе снятие ВАХ происходило с олигонуклеотидами на поверхности краевого канала в жидком состоянии.

ВАХ снимались в продольном и поперечном варианте с контактов «хх» и «ху», соответственно, после осаждения олигонуклеотидов ДНК в краевые каналы КНС и протягивания продольного стабилизированного тока исток-сток, I_{ds} (рисунок 35).

§4.2. Квантовая интерференция в вольт-амперных характеристиках КНС

В третьей главе была описана модель, позволяющая интерпретировать ВАХ КНС с точки зрения концепции электромагнитной индукции Фарадея. В этом случае природа магнитного поля лежит не во внешнем приложении, а в индукции посредством протягивания стабилизированного тока исток-сток через краевой канал проводимости КНС, который представляет собой замкнутый LC-контур. При этом в рамках этой модели полученные напряжения ВАХ возможно преобразовать в величины проводимости или сопротивления, где наблюдается квантование, что позволяет описывать соответствующие макроскопические квантовые явления в КНС, например, электрические аналоги квантового эффекта Холла, осцилляции ШдГ, квантовой лестницы продольной проводимости. Внесение олигонуклеотида на поверхность КНС при этом уменьшает эффективную площадь поверхности краевого канала, на которую происходит захват квантов магнитного потока, что сказывается на величинах параметров упомянутых макроскопических квантовых явлений, но в пределах порядка, поэтому модель способна описать и их. При этом в основе упомянутых размерных эффектов лежит явление квантовой интерференции, так что справедливо будет сказать, что наличие биомолекулы в системе каким-то образом на нее влияет.

Результатом измерений стала регистрация продольной и поперечной ВАХ КНС при комнатной температуре после осаждения двуцепочечного олигонуклеотида ДНК длиной 100 пар оснований на поверхность краевых каналов (рисунок 36, а, b, соответственно).

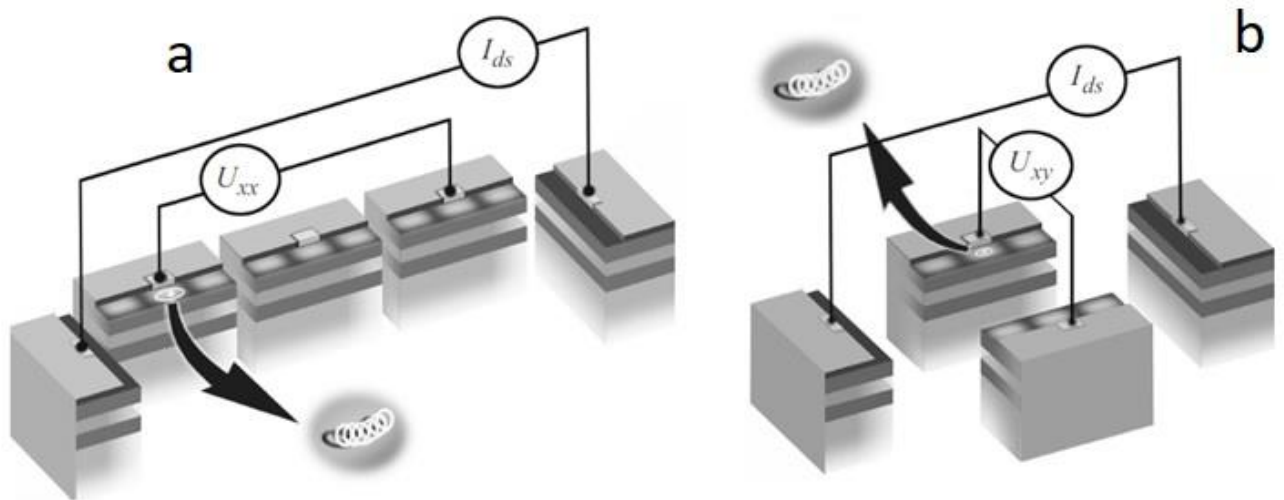


Рисунок 35. Схематическое изображение КНС с осажденным на поверхность краевых каналов олигонуклеотидом ДНК (местонахождение указано стрелкой) в разрезе с указанием контактов, через которые подавался тянущий стабилизированный ток исток-сток, I_{ds} , и с которых проводилась регистрация продольных (а), U_{xx} , и поперечных (б), U_{xy} , ВАХ.

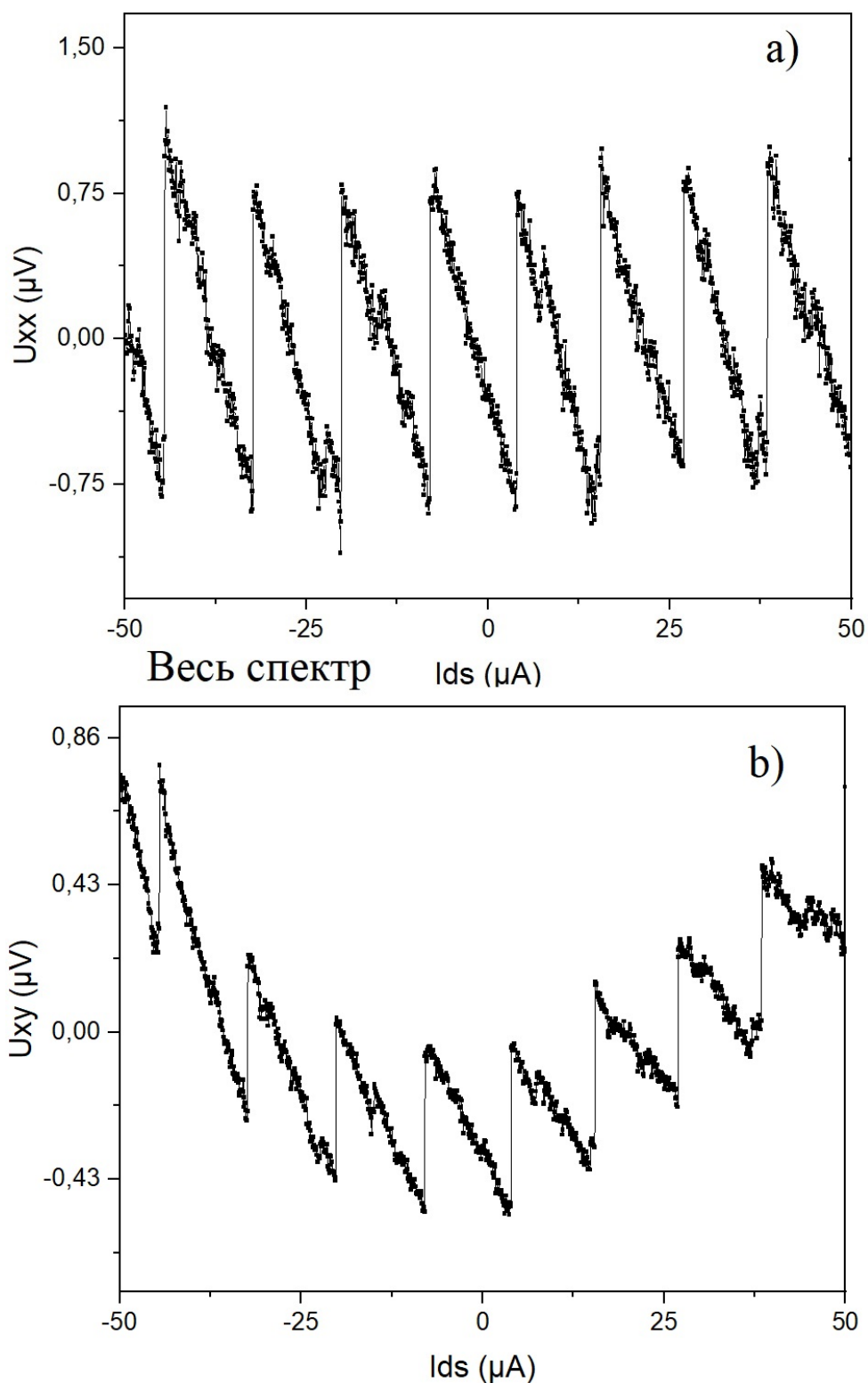


Рисунок 36. ВАХ КНС после осаждения двуцепочечных олигонуклеотидов ДНК длиной 100 п.о. в краевые каналы КНС для первой стадии квантовой интерференции – на участке между контактами «xx». Приведены ВАХ для всего спектра изменения стабилизированного тока исток-сток в рамках эксперимента – в интервале $[-50:50]$ мкА. а) продольная ВАХ, б) – поперечная ВАХ. Погрешность измерений составила порядка 0,02 мкВ.

На полученных зависимостях видны особенности ВАХ, которые заключаются в проявлении осцилляций с периодическими резкими разрывами в значениях. Что характерно, периоды для продольной и поперечной составляющих равны между собой – это важно для интерпретации наблюдаемых особенностей в качестве макроскопических квантовых явлений. Более того, при увеличении масштаба внутри каждого периода между разрывами наблюдается повторяющаяся картина: например, на рисунке 37, а, b видны разрывы ВАХ с меньшим периодом, а внутри них снова проявляются разрывы ВАХ с еще меньшей периодичностью (рисунок 38). Всего наблюдалось три стадии вложенных осцилляций с периодическими разрывами (рисунок 36, 37 и 38).

Разные величины периодов связаны с разными размерами областей интерференции. Соответственно, меньшие периоды соответствуют меньшим размерам областей интерференций. Важно отметить, что описанные в данном параграфе ВАХ были получены в ходе одного эксперимента при измерении одних и тех же величин (продольная и поперечная ВАХ), что указывает на одновременный вклад при регистрации макроскопических квантовых явлений. Иными словами, были получены две ВАХ – продольная и поперечная –, которые можно увидеть на рисунке 36, в то время как ВАХ с рисунков 37 и 38 были получены в рамках того же самого эксперимента, являясь при этом более детальными, масштабированными фрагментами зависимостей с рисунка 36.

Стоит вспомнить, что краевой канал КНС, как было показано ранее, является последовательностью локализованных в пространстве дырок, т.е. квантовых гармонических осцилляторов (пиксел) определенной длины, 16.6 мкм каждый. При этом соединены они параллельно вследствие строения каждой пикселя, одиночная дырка внутри которой может двигаться как вдоль одной границы тригональных дипольных центров бора, которые ее ограничивают, так и вдоль другой, меняя направление вместе со спином на противоположные. Также одним из условий эксперимента было осаждение олигонуклеотида ДНК таким образом, чтобы каждой пикселе соответствовала одна биомолекула.

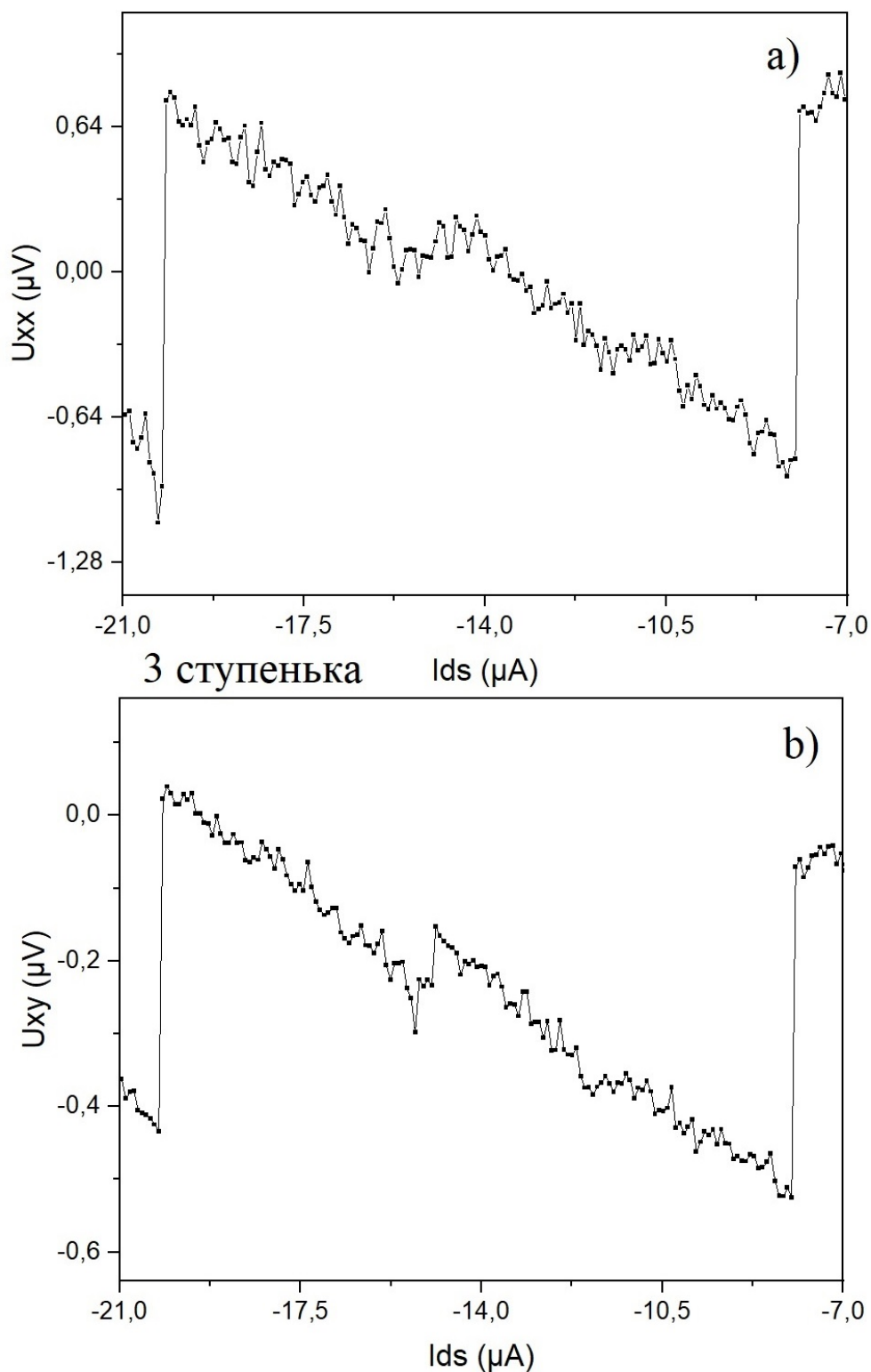


Рисунок 37. ВАХ КНС после осаждения двуцепочечных олигонуклеотидов ДНК длиной 100 п.о. в краевые каналы КНС для второй стадии квантовой интерференции – на одиночной пикселе. Приведены ВАХ для спектра третьей ступени, т.е. для интервала изменения стабилизированного тока исток-сток $[-20,16;-15,28]$ мкА. а) продольная ВАХ, б) – поперечная ВАХ. Погрешность измерений составила порядка 0,02 мкВ.

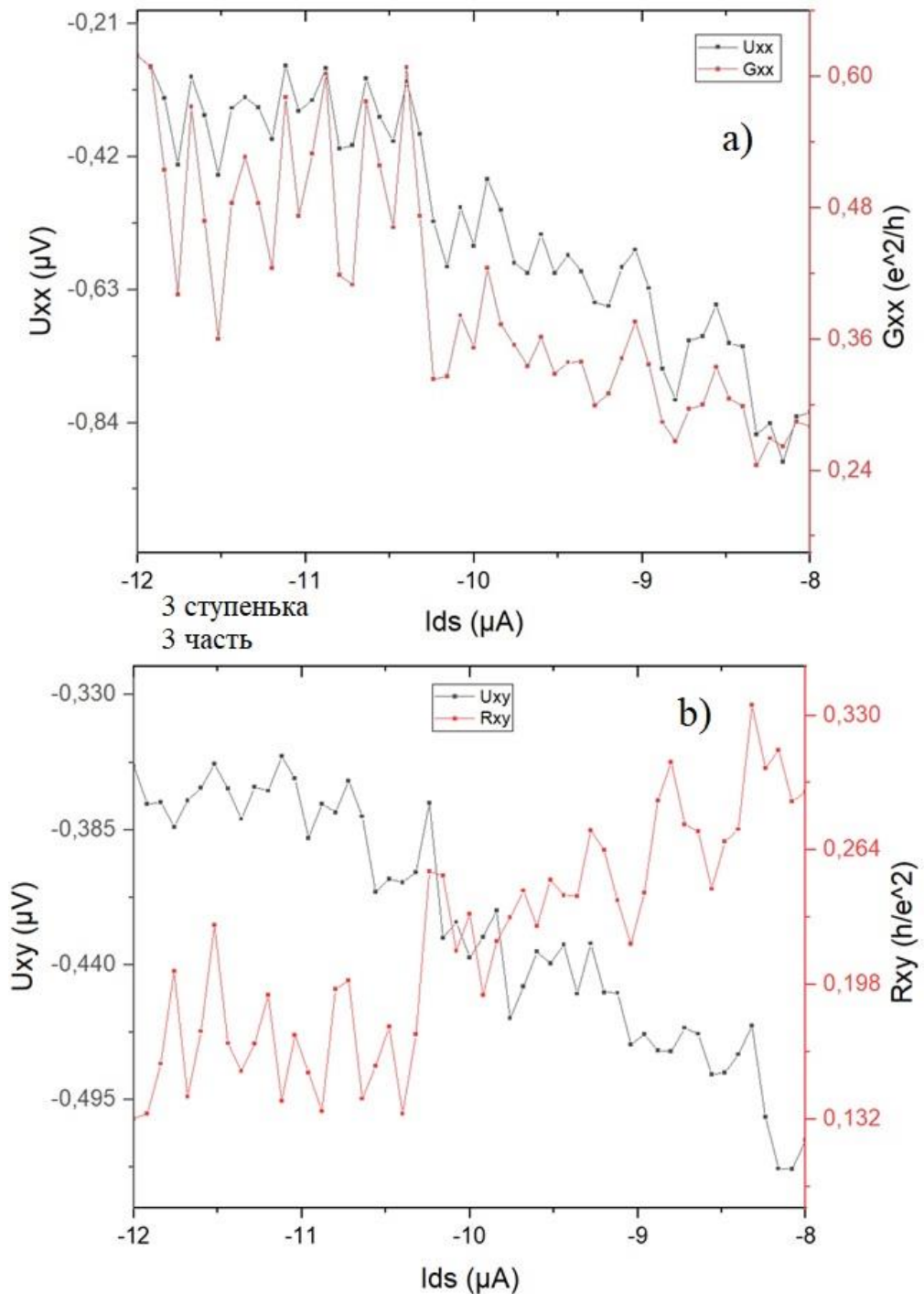


Рисунок 38. ВАХ КНС после осаждения двуцепочечных олигонуклеотидов ДНК длиной 100 п.о. в краевые каналы КНС для третьей стадии квантовой интерференции – на олигонуклеотиде ДНК, осажденном на поверхность пикселя (черный). Также приведена динамика изменения продольной проводимости и поперечного сопротивления в единицах e^2/h и h/e^2 , соответственно, посчитанных в рамках модели электромагнитной индукции Фарадея. Для 3 части 3 ступеньки берется диапазон $[-10,32;-10,08]$ мкА. а) продольная ВАХ, б) – поперечная ВАХ. Погрешность измерений составила порядка 0,02 мкВ.

Следует обратить внимание, что описанные периодичности возникают при изменении тянущего стабилизированного тока исток-сток, а как было показано ранее в 3 главе, тянущий ток создает индуцированное магнитное поле в соответствии с концепцией электромагнитной индукции Фарадея, т.е. возникновение периодичностей ВАХ можно рассматривать в зависимости от изменения индуцированного магнитного поля. Данные особенности позволяют говорить о возможности квантования продольной и поперечной проводимостей, что, как будет разумно предположить, является следствием возникновения магнитного поля. Таким образом можно рассуждать о квантовании соответствующих проводимостей вследствие квантовых размерных эффектов, если описать наблюдаемые явления в соответствии с изложенной выше концепцией электромагнитной индукции Фарадея. В этом случае можно говорить о наблюдении электрических аналогов квантового эффекта Холла и продольной лестницы проводимости, которую можно трактовать, как осцилляции ШдГ, в зависимостях поперечной и продольной проводимостей от изменения стабилизированного тока исток-сток, индуцирующего магнитное поле. Имеет смысл предположить, что у нас три области интерференции: по величине периодов будет справедливо в качестве областей интерференции взять три различные сущности: 1) участок краевого канала между контактами «xx», 2) пикселу, из последовательности которых состоит краевой канал, и 3) олигонуклеотид ДНК, осажденный на поверхность пиксела.

Учитывая все вышесказанное, тезис настоящей главы состоит в том, что полученные в рамках данного эксперимента вложенные периодичные разрывы ВАХ могут демонстрировать несколько уровней квантовой интерференции, т.е. квантовой интерференции на разных контурах: самые большие периодичности между разрывами соответствуют квантовой интерференции на участке краевого канала между контактами «xx», периоды поменьше соответствуют квантовой интерференции на одиночной пикселе, а самые маленькие периоды, которые видны на рисунке 38, а, b, соответствуют квантовой интерференции на олигонуклеотиде. При этом в каждом из этих случаев периоды осцилляций разные, поскольку размер

интерференционного контура отличается: отрезок «хх» состоит из 120 пиксел, сама пиксела обладает длиной в 16.6 мкм, а длина использованного в данной работе олигонуклеотида в 100 пар оснований составляет 34 нм (рисунок 12). Осталось рассчитать и оценить величины холловского сопротивления/проводимости и продольной проводимости. А чтобы провести сравнительный анализ в дальнейшем, рассмотрим эти величины для одиночной пиксели в рамках каждого типа квантовой интерференции. Остановимся теперь на каждом случае подробнее.

Рассмотрим сперва полученные зависимости ВАХ от протягивания стабилизированного тока исток-сток во всем спектре, $[-50:50]$ мкА (рисунок 36, а, б). В данном случае предполагается, что наблюдается квантовая интерференция на участке краевого канала между контактами «хх». Известны габариты этого участка, состоящего из последовательности 120 пиксел: длина составляет 2 мм, а ширина – 2 нм, т.к. это ширина пиксели. Полученные в работе ВАХ КНС имеют осцилляционный характер, при этом периоды этих колебаний совпадают для случаев продольного и поперечного напряжений.

Используем для расчетов обозначенных параметров ту же модель, что и в третьей главе, за исключением пары деталей: в расчете генерационного тока, $I_{gen} = \frac{e}{\Delta t} = \frac{e\Delta U_{xy}}{\Delta \Phi}$, а именно в моменте с оценкой изменения магнитного потока, $\Delta \Phi = S\Delta B = S \frac{\Delta I_{ds}}{2R_0}$, где ΔI_{ds} – период осцилляции по току исток-сток, $R_0 = \sqrt{\frac{S}{\pi}}$ – эффективный радиус квантового гармонического осциллятора, а S – площадь этого осциллятора, за осциллятор возьмем весь участок между контактами «хх», т.е. последовательность из 120 параллельно соединенных пиксел. Это возможно также потому, поскольку известно, что квантовый гармонический осциллятор может быть любой геометрической формы. В соответствии с данными изменениями рассчитаем полное холловское сопротивление, $\Delta R_{xy} = \frac{\Delta U_{xx}}{I_{gen}}$, которое затем в рамках сравнительного анализа переведем в холловское сопротивление для одиночной пиксели, умножив ввиду параллельного соединения пиксел на 1180. Тут следует указать, что хотя U_{xy} является напряжением между контактами «ху»,

расположенными друг на против друга, в КНС вертикальный транспорт не осуществляется, и возникающее напряжение U_{xy} является следствием продольного транспорта носителей краевого канала КНС, поэтому поперечное сопротивление считаем в зависимости от U_{xx} . Умножение же на 1180 происходит ввиду того, что 1180 – это двойное количество пиксел во всем краевом канале, т.к. генерационный ток проходит весь краевой канал с двух разных сторон и суммируется, потому что в двух этих случаях имеет противоположный спин. Это происходит, поскольку, как было показано ранее, джозефсоновский переход и многократное Андреевское отражение на краях пиксел сопровождаются сменой направления движения носителя по последовательности диполей или же по соседним пикселям носитель движется в разных направлениях с изменением спина на противоположный. В то же время контакты «ху» расположены по середине всего краевого канала (рисунок 35 b), таким образом при расчете поперечного сопротивления подразумевается, что ток огибает весь краевой канал в двух разных направлениях, т.е. дважды.

Теперь рассчитаем для случая квантовой интерференции на всем участке «хх» продольную проводимость между контактами «хх», ΔG_{xx} : $\Delta G_{xx} = \frac{I_{gen}}{\Delta U_{xx}}$, в данном случае важно отметить, что здесь учитывалось падение напряжения на всем участке «хх», ΔU_{xx} , при этом пикселы включаются параллельно, таким образом для определения проводимости одной пикселы на этом отрезке следует полученную выше величину поделить на количество пиксел в «хх», т.е. на 120, а также иметь в виду, что описываемый формулой выше генерационный ток течет по всему участку «хх», т.е. по 120 пикселям, поскольку рассчитывается из площади всего отрезка «хх»:

$$\Delta G_{xx} = \frac{I_{gen}}{\Delta U_{xx} * 120 * 120}$$

Таким образом, можно рассчитать величины изменения продольной проводимости, а также холловских сопротивления и проводимости для первой стадии квантовой интерференции, т.е. на участке между контактами «хх» для одиночной пикселы. Рассмотрим один из периодов всего спектра – третий, для

наглядности —, который находится в интервале: $[-44,08;-32]$ мкА, для него значения данных параметров составили $\Delta G_{xx} = 0,6 [e^2/h]$, $\Delta G_{xy} = 14,3 [e^2/h]$ и $\Delta R_{xy} = 0,07 [h/e^2]$.

Теперь рассмотрим ситуацию внутри больших периодов разрывов, пример которой представлен на рисунке 37 а, б. Видно, что внутри одного из периодов полного спектра, который показан на рисунке 36 а, б, также наблюдаются ступенчатообразные перепады определенной периодичности. Так же, как и в первом случае, периоды между продольной и поперечной составляющими этих перепадов примерно одинаковы. Имеет смысл провести изыскания, аналогичные проделанным выше с первой стадией квантовой интерференции на участке между контактами «хх». Однако теперь будем исходить из логики, что квантовая интерференция происходит на одиночной пикселе, поэтому генерироваться новый ток будет на ней и эффективная площадь, S , в данном случае будет равна пикселе, вернее ее половинке, поскольку, как было показано в 3 главе, находящийся на поверхности олигонуклеотид делит осцилляционный маршрут дырки внутри пополам — от края пиксела до биомолекулы и обратно. В этом случае, опять же для большей наглядности, рассмотрим одну из ступеней на данном уровне квантовой интерференции — для первой ступени внутри третьего большого периода всего спектра (рисунок 37 а, б), соответствующей интервалу $[-20,16;-15,28]$ мкА, получаются следующие величины: $\Delta G_{xx} = 0,15 [e^2/h]$, $\Delta G_{xy} = 4,55 [e^2/h]$ и $\Delta R_{xy} = 0,22 [h/e^2]$.

Остался последний случай — квантовая интерференция на олигонуклеотиде ДНК. Масштабировав полученные ВАХ еще раз можно обнаружить очередные вложенные периодические перепады (рисунок 38 а, б). В данном варианте подразумевается осцилляция дырки внутри пиксела в пределах олигонуклеотида, т.е. от стенки пиксела и до биомолекулы. Генерационный ток при этом, вероятно, будет тем же, что и для пиксела, поскольку ток огибает не только олигонуклеотид, но и пикселу в том числе. Таким образом можно говорить о проводимости и сопротивлении одиночной пиксела с олигонуклеотидом ДНК на поверхности. В остальном модель расчетов остается той же. Полученные зависимости продольной проводимости и поперечного сопротивления в единицах $[e^2/h]$ и $[h/e^2]$,

соответственно, приведены красным цветом на рисунках 38 а, b, вместе с полученными в ходе эксперимента ВАХ (черный цвет). Рассматривая же один из перепадов на этом уровне масштаба в диапазоне $[-10,4;-10]$ мкА, в расчете на одиночную пикселу получают следующие величины: $\Delta G_{xx} = 0,29 [e^2/h]$, $\Delta G_{xy} = 8,3 [e^2/h]$ и $\Delta R_{xy} = 0,12 [h/e^2]$.

Таким образом, результаты, полученные в соответствии с применением концепции электромагнитной индукции Фарадея к экспериментальным данным ВАХ после осаждения олигонуклеотидов ДНК в краевые каналы КНС, показали довольно близкие значения. Следует отметить, что вычисления той части генерационного тока, что задействована на каждом этапе интерференции, были обусловлены тем обстоятельством, что ВАХ регистрировались лишь с контактов краевого канала КНС («xx», «xy»), между которыми располагается достаточно большое количество пиксел, содержащих олигонуклеотиды ДНК. В идеале было бы провести данный эксперимент, регистрируя параметры напрямую с каждой пикселей или даже с каждого олигонуклеотида ДНК. Однако, на сегодняшний день технически это достаточно сложно, поскольку требует использования техники нанолитографии. В связи с этим приходится прибегать к вышеописанным приближениям, но даже в этом случае полученные результаты качественно согласуются с наблюдаемыми особенностями.

Выводы

Проведенные исследования ВАХ КНС после осаждения олигонуклеотидов ДНК в краевые каналы показало наличие осцилляций с периодическими разрывами в значениях продольного и поперечного напряжений в зависимости от изменения стабилизированного тока исток-сток. Также были зафиксированы похожие вложенные осцилляции с меньшими периодами перепадов внутри осцилляций с большими периодами. Более того, осцилляции между разрывами одной и той же стадии квантовой интерференции имеют одинаковые периоды продольной и поперечной составляющих ВАХ. Описанные особенности наблюдались после

осаждения олигонуклеотидов ДНК в краевые каналы КНС и в условиях протягивания стабилизированного тока исток-сток, индуцирующего магнитное поле в соответствии с концепцией электромагнитной индукции Фарадея. Данный факт позволяет интерпретировать измеренные значения напряжений от величины тянущего тока исток-сток, как значение проводимости в краевом канале от магнитного поля. В этом случае можно говорить о наблюдении таких макроскопических квантовых явлений, как электрические аналоги квантового эффекта Холла и продольной лестницы проводимости, которую можно также трактовать, как осцилляции ШдГ. В основе каждого из этих эффектов лежит явление квантовой интерференции. Таким образом были получены три типа квантовой интерференции, каждый из которых предложено ассоциировать с соответствующим контуром: самые широкие периоды осцилляций между разрывами – с участком краевого канала между контактами «хх», который представляет собой последовательность из 120 пиксел, средние по величине периоды внутри широких – с одиночной пикселей, и самые маленькие периоды перепадов, находящиеся внутри средних – с интерференцией на одиночном олигонуклеотиде ДНК, лежащем на поверхности пикселей. При этом описанные типы квантовой интерференции наблюдались в ходе одного эксперимента, то есть проявлялись в один промежуток времени. Рассчитанные же в рамках настоящей работы величины холловских и продольных проводимости и сопротивления для одной пикселей подтверждают возможность применения концепции электромагнитной индукции Фарадея для описания электрических аналогов макроскопических квантовых явлений, наблюдаемых при протягивании стабилизированного тока исток-сток через краевые каналы КНС, поскольку находятся в согласовании друг с другом и измеряются в единицах $[e^2/h]$ и $[h/e^2]$ для каждой стадии квантовой интерференции. При этом квантовая интерференция одиночной дырки на олигонуклеотиде ДНК зафиксирована впервые. Таким образом, был показан самосогласованный вклад различных областей квантовой интерференции в наблюдаемые макроскопические квантовые явления в КНС в условиях протягивания стабилизированного тока исток-сток, индуцирующего

магнитное поле в соответствии с концепцией электромагнитной индукции Фарадея, после осаждения олигонуклеотидов ДНК в краевые каналы КНС.

Заключение

1. Показано, что исследованные в работе кремниевые наносандвич структуры (КНС) представляют собой сверхузкую кремниевую квантовую яму р-типа проводимости, ограниченную сильно легированными бором δ -барьерами на поверхности кремния (100) п-типа. δ -барьеры, состоящие из тригональных дипольных центров бора, V^+V^- , с отрицательной корреляционной энергией, $2V^0 \Rightarrow V^+V^-$, которые сформированы вследствие реконструкции мелких акцепторов бора, экранируют границы квантовой ямы КНС, подавляя тем самым электрон-электронное взаимодействие локализованных одиночных дырок в пространстве между барьерами. Обнаружено, что время релаксации дырок в краевых каналах КНС достаточно длинное ($>10^{-10}$ с) вследствие подавления электрон-электронного взаимодействия. Наличие дипольных центров с отрицательной корреляционной энергией позволяет наблюдать макроскопические квантовые явления в КНС, содержащих олигонуклеотиды ДНК, при высоких температурах, вплоть до комнатной.
2. Предложена модель, объясняющая влияние олигонуклеотида ДНК на макроскопические квантовые явления в КНС, которые базируются на концепции электромагнитной индукции Фарадея. В рамках предложенной модели наблюдаемые особенности поведения ВАХ представлены, как электрические аналоги квантового эффекта Холла и квантовой лестницы продольной проводимости, которую можно рассматривать, как аналог осцилляций Шубникова – де Гааза. Показано, что осаждение одиночных олигонуклеотидов ДНК определяет величину периодов осцилляций ВАХ вследствие изменения периодичности захвата квантов магнитного потока в пикселе, содержащей одиночный носитель.
3. Получены данные полевых зависимостей статической магнитной восприимчивости КНС, демонстрирующие осцилляции де Гааза – ван Альфена, которые обусловлены механизмами спаривания одиночных дырок в соседних пикселях в слабых магнитных полях и распариванием пар носителей в сильных

полях. Обнаружено, что внесение олигонуклеотида ДНК в систему краевых каналов изменило периоды осцилляций де Гааза – ван Альфена вследствие изменения эффективной площади пикселя, участвующей в захвате квантов магнитного потока: осажденный олигонуклеотид ДНК делит площадь пикселя на части, что приводит к ограничению пространства для осцилляции одиночной дырки внутри пикселя.

4. Зафиксирован самосогласованный вклад различных областей квантовой интерференции в наблюдаемые макроскопические квантовые явления в КНС после осаждения олигонуклеотидов ДНК в их краевые каналы. Этими областями являлись участок краевого канала между измерительными контактами продольной проводимости, микрорезонатор, который представляет собой пикселя с одиночной дыркой внутри, и, собственно, олигонуклеотид ДНК, размерами 34×2 нм². Полученные значения холловского сопротивления и продольной проводимости для каждой области интерференции самосогласуются в величинах $[h/e^2]$ и $[e^2/h]$, соответственно. Причем квантовая интерференция одиночных носителей, обусловленная наличием олигонуклеотидов ДНК, обнаружена впервые.

Список литературы

- [1] Denning J. Exponential laws of computing growth / J. Denning, Ted G. Lewis. – Communications of the ACM, 2016. – V.60. – N.1. – p.54-65.
- [2] Dennard R.H. Design of ion-implanted MOSFET's with very small physical dimensions / R.H. Dennard, F.H. Gaensslen, Hwa-Nien Yu, V.L. Rideout, E. Bassous, A.R. LeBlanc. – IEEE Journal of Solid-State Circuits, 1974. – V.9. – I.5. – p.256-268.
- [3] Feynman R. P. The Wonders That Await a Micro-Microscope / R. P. Feynman. - The Saturday Review, 1960. — p. 45—47.
- [4] Dekker C. Electronic properties of DNA / C. Dekker, M. A. Ratner. – Physics World, 2001. – V.14. – p.29-33.
- [5] Fink H.-W. Electrical conduction through DNA molecules / H.-W. Fink, C. Schönenberger. – Nature, 1999. – V.398. – p.407–410.
- [6] International Human Genome Sequencing Consortium (IHGSC) Finishing the euchromatic sequence of the human genome / IHGSC. – Nature. -2004. - V.431. -№7011. - p.931.
- [7] Liu J. Fluorophores and Their Applications as Molecular Probes in Living Cells / J. Liu, C. Liu, W. He. – Current Organic Chemistry. -2013. -V.17. - p.564.
- [8] Fomin M. A. Dielectric Properties of Oligonucleotides on the Surface of Si Nanosandwich Structures / M. A. Fomin. A. L. Chernev, N. T. Bagraev, L. E. Klyachkin, A. K. Emelyanov, M. V. Dubina. – Semiconductors, 2018. – V.52. – N.5. – p.612-614.
- [9] Fomin M. A. Terahertz Response from Oligonucleotides Deposited on Silicon Nanostructures / M. A. Fomin, A. L. Chernev, L. E. Klyachkin, A. M. Malyarenko, N. T. Bagraev. – International Conference On IRMMW-THz, 2019. – p.8874337.
- [10] Fomin M. A. Technique for Recording THz Response from Bio-Tissue / M. A. Fomin, K. B. Taranets, N. T. Bagraev, L. E. Klyachkin, V. A. Odintsov, V. A. Bazarbaev. – International Conference On IRMMW-THz, 2019. – p.8874514.
- [11] Taranets K. B. Terahertz resonance response of biological tissue placed on a silicon nanostructure / K. B. Taranets, M. A. Fomin, L. E. Klyachkin, A. M. Malyarenko, N. T. Bagraev, A. L. Chernev. – Journal of Applied Phys., 2019. – V.125. – p.225702.

- [12] Taranets K.B. Terahertz response from bio-tissue to silicon nanostructures / K. B. Taranets, M. A. Fomin, L. E. Klyachkin, A. M. Molyarenko, N. T. Bagraev. – Journal of Physics: Conference Series, 2019. – V.1410. – p. 012234
- [13] Фомин М. А. Магнитные свойства краевых каналов кремниевых наносандвич-структур с осажденными олигонуклеотидами ДНК / М.А. Фомин, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В.В. Романов, Н.Т. Баграев. – ЖТФ, 2022. – Т.92. - №7. – с.963-967.
- [14] Cheon H. Terahertz molecular resonance of cancer DNA / H. Cheon, H.-J. Yang, S.-H. Lee, Y. A Kim, J.-H. Son. – Scientific Reports, 2016. – V.6. – 37103. – p. 1-10.
- [15] Watson J.D. Molecular Structure of Nucleic Acids: A Structure for Deoxyribose Nucleic Acid / J.D. Watson, F.H.C. Crick. – Nature, 1953. – V. 171. – N. 4356. – p. 737–738.
- [16] Wilkins M. H. F. Molecular Structure of Nucleic Acids: Molecular Structure of Deoxypentose Nucleic Acids / M. H. F. Wilkins, A.R. Stokes, H. R. Wilson. – Nature, 1953. – V. 171. – N. 4356. – p.738–740.
- [17] Franklin R. E. Molecular Configuration in Sodium Thymonucleate / R. E. Franklin, R. G. Gosling. - Nature, 1953. V. 171. – N. 4356. – p.740–741.
- [18] Sanger F. DNA sequencing with chain-terminating inhibitors / F. Sanger, S. Nicklen, A.R. Coulson. – Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 1977. – V.74. – p.5463.
- [19] Bezryadin A. Electrostatic trapping of single conducting nanoparticles between nanoelectrodes / A. Bezryadin, C. Dekker, G. Schmid. – Appl. Phys. Lett., 1997. – V.7. – p.1273.
- [20] Пятаков А. П. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики / А. П. Пятаков, А. К. Звездин. – УФН, 2012. – Т.182. – с.593.
- [21] Hasan, M.Z. Colloquium: Topological insulators / M.Z. Hasan, C.L. Kane. –Rev. Mod. Phys., 2010. – V. 82. – № 4. – p.3045-3068.
- [22] Qi X.L. Topological insulators and superconductors / X.L. Qi, S.C. Zhang. – Rev. Mod. Phys., 2011. – V.83. – p.1057.
- [23] Buttiker M. Edge-state physics without magnetic fields / M. Buttiker. – Science, 2009. – V.325. – p.278.

- [24] König M. Quantum Spin Hall Insulator State in HgTe Quantum Wells / M. König, S. Wiedmann, C. Brüne [et al.]. – Science, 2007. – V. 318. – № 5851. – p.766-770.
- [25] Zyuzin A.A. RKKY interaction on surfaces of topological insulators with superconducting proximity effect / A. A. Zyuzin, D. Loss. – Phys. Rev.B, 2014 – V.90. – p. 125443-5.
- [26] Klinovaja J. Topological Superconductivity and Majorana Fermions in RKKY Systems / J. Klinovaja, P. Stano, A. Yazdani, D. Loss. – Phys. Rev. Lett., 2013 – V.111. – p.186805-5.
- [27] Anderson P. W. Model for the Electronic Structure of Amorphous Semiconductors / P. W. Anderson. – Phys. Rev. Lett., 1975 – V.34. – p.953.
- [28] Bagraev N. T. Tunneling negative-U centers and photo-induced reactions in solids / N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. – Sol. St. Comm., 1984 – V.51, 7. – p.515-520.
- [29] Bagraev N. T. A mechanism for two-electron capture at deep level defects in semiconductors / N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. – Sol. St. Comm., 1988 – V.65, 10. – p.1111-1117.
- [30] Simanek E. Superconductivity at disordered interfaces / E. Simanek. – Solid State Comm., 1979. – V.32. – p.731-734.
- [31] Ting C. S. Possible Mechanism of Superconductivity in Metal-Semiconductor Eutectic Alloys / C. S. Ting, D. N. Talwar, K. L. Ngai. – Phys. Rev. Lett., 1980. – V.45. – N.14. – p.1213-1216.
- [32] Баграев Н.Т. Спин-зависимые процессы в одномерных неупорядоченных системах оборванных связей в полупроводниках / Н.Т. Баграев, А.И. Гусаров, В.А. Машков. – ЖЭТФ, 1987. – Т. 92 – № 3. – с. 968-988.
- [33] Баграев Н.Т. Спин-коррелированный перенос электронов по оборванным связям в полупроводниках / Н.Т. Баграев, А.И. Гусаров, В.А. Машков. – ЖЭТФ, 1989. – Т. 95. – № 4. – с. 1412-1429.
- [34] Ландау Л.Д. Квантовая механика (нерелятивистская теория): учебное пособие / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 4-е изд., испр. – Москва: Наука, 1989. – с. 13.

- [35] Блохинцев Д. И. Основы квантовой механики: учебное пособие / Д. И. Блохинцев. – 5-е изд., пер. – Москва: Наука, 1976. – с. 41-56.
- [36] Фейнман Р. Фейнмановские лекции по физике 9т. в 6-ти кн.: учебное пособие / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. – Т. 3,4. — Москва: Мир, 1976. — с. 201—238.
- [37] Landau L. Diamagnetismus der Metalle / L. Landau. – Z. Phys., 1930. – V. 64. — s. 629.
- [38] Schubnikow L. Magnetische Widerstandsvergrosserung in Einkristallen von Wismut bei tiefen Temperaturen / L. Schubnikow, W.J. de Haas. – Leiden Commun., 1930. – N207a. – s. 130.
- [39] de Haas W.J. The dependence of the susceptibility of diamagnetic metals upon the field / W.J. de Haas, P.M. van Alphen. – Leiden Commun., 1930. – N212a. – p.1106.
- [40] Ландау Л.Д. Квантовая механика (нерелятивистская теория): учебное пособие / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 3-е изд., перер. и доп. – Москва: Наука, 1974. – с. 752.
- [41] Shoenberg D. The de Haas–van Alphen effect / D. Shoenberg. – Phil. Trans. R. Soc. Lond. A., 1952. – V. 245 (891). – p. 1 – 57.
- [42] Alers P.B. The magnetoresistance of bismuth crystals at low temperatures / P.B. Alers, R.T. Webber. – Phys. Rev., 1953. – V. 91. – N. 5. – p. 1060–1065.
- [43] Berlincourt T.G. Relation between the de Haas – van Alphen effect and the magnetoresistance in bismuth / T.G. Berlincourt. – Phys. Rev., 1953. – V. 91. – N. 5. – p. 1277 – 1278.
- [44] Connell R.A. Low-temperature galvanomagnetic effects in bismuth monocrystals / R.A. Connell, J.A. Marcus. – Phys. Rev., 1957. – V. 107. – N. 4. – p. 940–946.
- [45] Alers P.B. Thermal magnetoresistance of zinc at low temperatures / P. B. Alers. – Phys. Rev., 1956. – V. 101. – N. 1. – p. 41–48.
- [46] Steele M.C. Oscillatory galvanomagnetic properties of antimony single crystals at liquid helium temperatures / M.C. Steele. – Phys. Rev., 1955. – V. 99. – N. 6. – p. 1751–1759.
- [47] Frederikse H.P.R. Galvanomagnetic effects in n-type indium antimonide / H.P.R. Frederikse, W.R. Hosler. – Phys. Rev., 1957. – V. 108. – N. 5. – p. 1136–1145.

- [48] Broom R. Magnetoresistance of n-type InSb at 4.2 K / R. Broom. – Proc. Phys. Soc., 1958. – V. 71. – N. 3 – p. 470–475.
- [49] Бреслер М.С. К вопросу о влиянии спина электронов на осцилляции Шубникова – де Гааза в n-InSb / М.С. Бреслер, Р.В. Парфеньев, С.С. Шалыт. – ФТТ, 1965. – Т. 7. – Вып. 4 – с. 1266–1271.
- [50] Амирханов Х.Н. Влияние спина на квантовые осцилляции гальваномагнитных эффектов в n-InSb / Х.Н. Амирханов, Р.Н. Баширов. – ФТТ, 1966. – Т. 8. – Вып. 7. – с. 2189–2196.
- [51] Frederikse H.P.R. Oscillatory galvanomagnetic effects in n-type indium arsenide / H.P.R. Frederikse, W.R. Hosler. – Phys. Rev., 1958. – V. 110. – N. 4. – p. 880–883.
- [52] Sladek, R.J. Magnetoresistance oscillations in single-crystal and polycrystalline indium arsenide / R.J. Sladek. – Phys. Rev., 1958. – V. 110. – N. 4. – p. 817–826.
- [53] Брандт Н. Б. Эффект Шубникова–де Гааза и его применение для исследования энергетического спектра металлов, полуметаллов и полупроводников / Н. Б. Брандт, С. М. Чудинов. – УФН, 1982. – Т. 137. – З. – с. 479–499.
- [54] Кульбачинский В. А. Физика наносистем: учебное пособие / В. А. Кульбачинский. – Москва: Физматлит, 2022., – с. 136.
- [55] Вонсовский С.В. Магнетизм: учебное пособие / С.В. Вонсовский. – Москва: Наука, 1971. – с. 1032.
- [56] Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики: учебное пособие / Д.И. Блохинцев. – 3-е изд., – Москва: Высш. школа, 1961. – с. 664.
- [57] Peierls R. Zur Theorie des Diamagnetismus von Leitungselektronen / R. Peierls. – Zeitschrift für Physik. A. Hadrons and Nuclei, 1933. – B. 80. – N. 11–12. – s. 763–791.
- [58] Peierls R. Zur Theorie des Diamagnetismus von Leitungselektronen. II Starke Magnetfelder / R. Peierls. – Zeitschrift für Physik. A. Hadrons and Nuclei, 1933. – B. 81. – N. 3–4 – s. 186–194.
- [59] Лифшиц И.М. К теории магнитной восприимчивости металлов при низких температурах / И.М. Лифшиц, А.М. Косевич. – ЖЭТФ, 1955. – Т. 29. – Вып. 6. – С. 730 – 742.

- [60] Баграев Н. Т. Осцилляции Шубникова–де-Гааза и де-Гааза–ван Альфена в кремниевых наноструктурах / Н.Т. Баграев, Е.С. Брилинская, Д.С. Гец, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В.В. Романов. – ФТП, 2011 – Т.45, 11 – с. 1503-1508.
- [61] Баграев Н. Т. Эффекты Шубникова – де Гааза и де Гааза – ван Альфена в объемных кристаллах и низкоразмерных структурах / Н.Т. Баграев, Е.С. Брилинская, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В.В. Романов. – Научно-технические ведомости санкт-петербургского государственного политехнического университета, 2011. – Н. 4. – с. 7-16.
- [62] Hall E. H. On a New Action of the Magnet on Electric Currents / E. H. Hall. - American Journal of Mathematics, 1879. – V.2. – p.287-292.
- [63] Бормонтов Е. Н. Квантовый эффект Холла / Е. Н. Бормонтов. – Соровский образовательный журнал, 1999. - №9. – с.81-88.
- [64] Штёрмер Х. Дробный квантовый эффект Холла / Х. Штёрмер. – УФН, 2000. – Т.170. – №3. – с.304-319.
- [65] Klitzing K. v. New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance / K. v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper. – Phys. Rev. Lett., 1980. – V. 45. – N. 6. – p. 494-497.
- [66] Laughlin R. B. Quantized Hall conductivity in two dimensions / R. B. Laughlin. – Phys. Rev. B, 1981. – V.23. – N.10. – p. 5632-5633.
- [67] Tsui D. C. Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit / D. C. Tsui, H. L. Stormer, A. C. Gossard. – Phys. Rev. Lett., 1982. – V.48. – N.22. – p. 1559-1562.
- [68] Laughlin R. B. Anomalous Quantum Hall Effect: An Incompressible Quantum Fluid with Fractionally Charged Excitations / R. B. Laughlin. – Phys. Rev. Lett., 1983. – V.50. – N.18. – p.1395-1398.
- [69] Pauli W. Über den Zusammenhang des Abschlusses der Elektronengruppen im Atom mit der Komplexstruktur der Spektren / W. Pauli. - Zeitschrift für Physik, 1925. – 31. – s. 283-288.

- [70] Bagraev N.T. High-temperature quantum kinetic effect in silicon nanosandwiches / N. T. Bagraev, V. Yu. Grigoryev, L. E. Klyachkin, A. M. Malyarenko, V. A. Mashkov, V. V. Romanov, N. I. Rul. – Low Temperature Physics, 2017. – V.43. - №1. – p.110-119.
- [71] Руль Н.И. Оптико-электрические фазовые характеристики кремниевых наносандвичей с отрицательной корреляционной энергией / Н. И. Руль, П. А. Головин, Н. Т. Баграев, Л. Е. Клячкин, А. М. Маляренко. – Научно-технические ведомости СПбГПУ, 2021. – Т. 14. - №4. – с.9-20.
- [72] Thornton T. J. Mesoscopic devices / T. J. Thornton. – Rep. Prog. Phys., 1995. – V.58. – p.311.
- [73] Beenakker C. W. J. Quantum Transport in Semiconductors Nanostructures / C. W. J. Beenakker, H. van Houten. ed. by H. Ehrenreich, D. Turnbull – Solid State Phys., 1991. – V. 44. – p. 98.
- [74] Kastner M. A. Artificial Atoms / M. A. Kastner. – Phys. Today, 1993. – V. 46. – p. 24-31.
- [75] Landauer R. Spatial Variation of Currents and Fields Due to Localized Scatterers in Metallic Conduction / R. Landauer. – IBM Journal, 1957. – V.1. – p. 223-231.
- [76] Thornton T. J. One-Dimensional Conduction in the 2D Electron Gas of a GaAs-AlGaAs Heterojunction / T. J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews, G. J. Davies. – Phys. Rev. Lett., 1986. – V.56. - №11. – p. 1198-1201.
- [77] Баграев Н. Т. Квантованная проводимость в кремниевых квантовых проволоках / Н. Т. Баграев, А. Д. Буравлев, Л. Е. Клячкин, А. М. Маляренко, В. Гельхофф, В. К. Иванов, И. А. Шелых. – ФТП, 2002. – Т.36. – В.4. – с.462-483.
- [78] Огурцов А. Н. Бионанотехнология, принципы и применение: учебное пособие / А. Н. Огурцов. – Харьков: НТУ «ХПИ», 2012. – с. 5.
- [79] Mardis E.R. Next-Generation Sequencing Platforms / E.R. Mardis. – Annu. Rev. Anal. Chem., 2013. – V.6. – p.287.
- [80] Quail M.A. A tale of three next generation sequencing platforms: comparison of Ion Torrent, Pacific Biosciences and Illumina MiSeq sequencers / M.A. Quail, M. Smith, P. Coupland, T.D. Otto, S.R. Harris, T.R. Connor, A. Bertoni, H.P. Swerdlow, Y. Gu. – BMC Genomics, 2012. – V.13. – p.341.

- [81] Timp W. Think Small: Nanopores for Sensing and Synthesis / W. Timp, A.M. Nice, E.M. Nelson, V. Kurz, K. McKelvey, G. Timp. – Special Section on Nanobiosensors, 2014. – V.2. – p.1396.
- [82] Bagraev N.T. Chapter 4 In «Superconductor», edited by A. Luiz / N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov. – SCIYO, 2010b. – p.69.
- [83] Frank W. Diffusion in silicon and germanium / W. Frank, U. Gösele, H. Mehrer, A. Seeger. – Diff. in Crystlline Solids, Academic Press Inc, 1984. – p.63.
- [84] Goesele U. Point defects and diffusion in silicon and gallium arsenide / U. Goesele, T.Y. Tan. – Def. Dif. Forum, 1988. – V.59. – p.1.
- [85] Bagraev N.T. Quantum-Well Boron and Phosphorus Diffusion Profiles in Silicon / N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A. Naeser, S.A. Rykov. – Def. Dif. Forum, 1997. – V.143. – p.1003.
- [86] Bagraev N. Self-assembled impurity superlattices and microcavities in silicon / N. Bagraev, A. Bouravleuv, W. Gehlhoff, L. Klyachkin, A. Malyarenko, S. Rykov. – Def. Dif. Forum, 2001. – V.194. – p.673.
- [87] Robertson J. Electronic structure of amorphous semiconductors / J. Robertson. – Advances in Physics, 1983. – V.32. – p.361.
- [88] Poindexter E.H. The physics and chemistry of SiO₂ and Si-SiO₂ interfaces / E.H. Poindexter, P.H. Caplan, B.E. Deal, G.J. Gerardy. – Plenum New York, 1988. – p.299.
- [89] Bagraev N.T. Spin depolarization in quantum wires polarized spontaneously in a zero magnetic field / N.T. Bagraev, V.K. Ivanov, L.E. Klyachkin, I.A. Shelykh. – Phys. Rev. B., 2004. – V.70. – p.155315.
- [90] Баграев Н. Т. Локальная туннельная спектроскопия кремниевых наноструктур / Н. Т. Баграев, А. Д. Буравлев, Л. Е. Клячкин, А. М. Маляренко, В. Гельхофф, Ю. И. Романов, С. А. Рыков. – ФТП, 2005. – Т. 39. – с. 716.
- [91] Zalm P.S. Ultra-shallow doping pdofiling with SIMS / P.S. Zalm. – Rep. Prog. Phys., 1995. – V.58. – p.1321.

- [92] Gehlhoff W. Shallow and deep centers in heavily doped silicon quantum wells / W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. – Mater. Sci. Forum, 1995. – V.196-201. – p.467.
- [93] Li B.-X. Distorted icosahedral cage structure of Si₆₀ clusters / B.-X. Li, P.-L. Cao, D.-L. Que. – Phys. Rev. B., 2000. – V.61. – p.1685.
- [94] Bagraev N.T. Superconductivity in silicon nanostructures / N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov, S.A. Rykov. – Physica C., 2006. – V.437-438. – p.21.
- [95] Bagraev N.T. Spin-dependent transport of holes in silicon quantum wells confined by superconductor barriers / N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, G.A. Oganessian, D.S. Poloskin, V.V. Romanov. – Physica C., 2008. – V.468. – p.840.
- [96] Баграев Н. Т. Сверхпроводящие свойства кремниевых наноструктур / Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко. – ФТП, 2009b. – Т.43. – В.11 – с.1481.
- [97] Anderson P.W., Model for the electronic structure of amorphous semiconductors / P. W. Anderson. – Phys. Rev. Letters, 1975. – V.34. – p.953.
- [98] Bagraev N.T. Spin- dependent processes in self- assembly impurity quantum wires / N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, A. Näser. – Mater.Sci.Forum, 1997. – V.258. – p.1683.
- [99] Баграев Н.Т. Спиновая интерференция дырок в кремниевых наносандвичах / Н. Т. Баграев, Э. Ю. Даниловский, Л. Е. Клячкин, А. М. Маляренко, В. А. Машков. - ФТП, 2012. – Т.46. – В.1. – с.77-89.
- [100] de Jong M.J.M. Andreev Reflection in Ferromagnet-Superconductor Junctions / M.J.M. de Jong, C.W.J. Beenakker. – Phys. Rev. Lett., 1995. – V.74. – p.1657.
- [101] Thomas K.J. Possible spin polarization in a one-dimensional electron gas / K.J. Thomas, J.T. Nicholls, M.Y. Simmons, M. Pepper, D.R. Mace, D.A. Ritchie. – Phys.Rev.Lett., 1996. – V.77. – p.135.
- [102] Danneau R. 0.7 Structure and Zero Bias Anomaly in Ballistic Hole Quantum Wires / R. Danneau, O. Klochan, W. R. Clarke, L. H. Ho, A. P. Micolich, M. Y.

- Simmons, A. R. Hamilton, M. Pepper, D. A. Ritchie. – Phys. Rev. Lett., 2008. – V.100. – p.016403.
- [103] Bagraev N. T. High-temperature quantum kinetic effect in silicon nanosandwiches / N. T. Bagraev, V. Yu. Grigoryev, L. E. Klyachkin, A. M. Malyarenko, V. A. Mashkov, V. V. Romanov, N. I. Rul. – Low Temp. Phys., 2017. – V.43. – N.1. – p.110-119.
- [104] Bagraev N.T. EDSR and ODMR of Impurity Centers in Nanostructures Inserted in Silicon Microcavities / N.T. Bagraev, V.A. Mashkov, E.Yu. Danilovsky, W. Gehlhoff, D.S. Gets, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, R.V. Kuzmin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov. – Appl. Magn. Reson., 2010a. – V.39. – p.113.
- [105] Bagraev N.T. Room temperature De Haas – van Alphen effect in silicon nanosandwiches / N.T. Bagraev, V.Yu. Grigoryev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.A. Mashkov, V.V. Romanov. – ФТП, 2016. – V.50. – №8. – p.1025.
- [106] Chernev A.L. DNA detection by THz pumping / A.L. Chernev, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.K. Emelyanov, M.V. Dubina. – ФТП, 2015. – V.49. – p.966.
- [107] Bagraev N.T. Terahertz emission from silicon nanostructures heavily doped with boron / N.T. Bagraev, E.Yu. Danilovskii, D.S. Gets, A.K. Kaveev, L.E. Klyachkin, G.I. Kropotov, A.A. Kudryavtsev, R.V. Kuzmin, A.M. Malyarenko, V.A. Mashkov, I.A. Tsibizov, D.I. Tsypishka, I.A. Vinerov. – Journal of Physics: Conference Series, 2014. – V.486. – p.012017.
- [108] Aronov A. G. Magnetic flux effects in disordered conductors / A. G. Aronov, Yu. V. Sharvin. - Reviews of Modern Physics, 1987. – V.59(3). – p.755–779.
- [109] Баграев Н.Т. Терагерцовое излучение из наноструктур карбида кремния / Н. Т. Баграев, С.А. Кукушкин, А.В. Осипов, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В.С. Хромов. – ФТП, 2021. – Т.55. – В.11. – с.1027.