

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

на правах рукописи



ГЕЦ ДМИТРИЙ СТАНИСЛАВОВИЧ

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ДЕТЕКТИРУЕМЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ
ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС ТОЧЕЧНЫХ ЦЕНТРОВ В
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ**

(специальность 01.04.07 – физика конденсированного состояния)

диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель – д. ф.-м. н. Баграев Н.Т.

Санкт-Петербург

2013

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Квантование характеристик продольного транспорта носителей в полупроводниках в условиях внешнего магнитного поля	21
1.1. Уровни Ландау	21
1.2. Экспериментальные условия наблюдения квантования Ландау	29
1.3. Электронный парамагнитный резонанс в полупроводниках	30
1.3.1. Правила отбора	31
1.3.2. Сверхтонкое взаимодействие	32
1.4. Циклотронный резонанс в монокристаллическом кремнии	37
Глава 2. Получение и свойства сверхузких кремниевых квантовых ям	47
2.1. Самоупорядоченные кремниевые квантовые ямы на поверхности Si (100)	47
2.2. Электрические и оптические свойства сверхузких кремниевых квантовых ям	60
2.3. Сверхпроводимость δ-барьеров, ограничивающих сверхузкие кремниевые квантовые ямы на поверхности Si (100)	68
2.4. Джозефсоновские переходы в краевых каналах кремниевых сандвич-nanoструктур. Отрицательное дифференциальное сопротивление, ступени Фиске и Шапиро	80
2.5. Электрическое детектирование спинозависимой рекомбинации и спинозависимого рассеяния носителей на точечных и протяженных дефектах в полупроводниках	89
2.6. Спинозависимый транспорт носителей в кремниевых сандвич-nanoструктурах	96
2.6.1. Спинозависимые эффекты в кремниевых сандвич-nanoструктурах	96

2.6.2. Квантовые точечные контакты в сверхпроводящих краевых каналах кремниевых сандвич-nanoструктур	101
2.6.3. Квантовый спиновый эффект Холла	105
Выводы	109
 Постановка задачи	110
 Глава 3. Осцилляции Шубникова – де Гааза в кремниевых наноструктурах	112
3.1. Осцилляции Шубникова – де Гааза в низкоразмерных полупроводниковых структурах	112
3.2 Осцилляции Шубникова – де Гааза в кремниевых сандвич-nanoструктурах	116
Выводы	124
 Глава 4. Электрически детектируемый электронный парамагнитный резонанс в полупроводниковых сандвич-nanoструктурах	125
4.1. ЭДЭПР спектры точечных центров: фосфора, кислород содержащих термодоноров NL8 и NL10, нейтрального железа, эрбия в кремниевых сандвич-nanoструктурах	125
4.2. Механизм регистрации ЭДЭПР по изменению магнетосопротивления в полупроводниковой сандвич-nanoструктуре	139
4.3. Электрически детектируемый электронный парамагнитный резонанс точечных центров сильнолегированных бором сандвич-nanoструктурах на основе 6H-SiC	145
Выводы	170
 Глава 5. Электрическое детектирование циклотронного резонанса дырок в кремниевых сандвич-nanoструктурах	172
5.1. Циклотронный резонанс в кремниевых сандвич-nanoструктурах	172

5.2. Электрическое детектирование циклотронного резонанса двумерных дырок в сверхузких кремниевых квантовых ямах	175
Выводы	185
Заключение	186
Список литературы	187
Список публикаций автора по теме работы	209

Введение.

Актуальность темы

Электрическое детектирование электронного парамагнитного резонанса (ЭДЭПР) является хорошо известным методом идентификации точечных и протяженных дефектов в полупроводниковых объёмных, низкоразмерных и приборных структурах [Schmidt, 1966; Honig, 1966; Lepine, 1972; Kaplan, 1978; Кведер, 1982а; Vlasenko, 1995; Баграев, 1988]. Методики ЭДЭПР основаны на использовании внешних резонаторов и источников СВЧ излучения в условиях сканирования магнитного поля. Однако в этом случае индуцированные переходы между зеемановскими подуровнями носителей исследуемого центра регистрируются не по поглощению СВЧ мощности, как в рамках классического ЭПР, а по резонансному изменению тока, протекающего через образец, или магнетосопротивления [Schmidt, 1966; Honig 1966; Lepine, 1972; Кведер, 1982а]. Причем различные версии ЭДЭПР предусматривали наличие оптической накачки или инжекции носителей, что сделало возможным изучение не только примесных и структурных дефектов со спином $S=1/2$, но и их возбужденных высокоспиновых состояний, $S\geq 1$, возникающих вследствие селективного заполнения магнитных подуровней [Kaplan, 1978; Vlasenko, 1995; Баграев, 1988]. Вместе с тем, неравновесные условия регистрации ЭДЭПР не позволили однозначно определить его механизм, поскольку резонансное изменение тока или магнетосопротивления фотовозбужденных носителей может быть обусловлено влиянием спинозависимой рекомбинации и спинозависимого рассеяния соответственно на величину их плотности и подвижности [Schmidt, 1966; Honig, 1966; Kaplan, 1978; Vlasenko, 1995; Баграев, 1988].

Важным шагом в разрешении данной проблемы явилось наблюдение ЭДЭПР DX-центров в процессе регистрации квантового эффекта Холла в гетеропереходе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, которое проводилось в условиях стабилизированного тока исток-сток [Dobers, 1988; Nefyodov, 2011]. Эти

результаты представляют собой практически первую регистрацию ЭДЭПР точечных центров в краевых каналах с высокой спиновой поляризацией носителей, возникающих в низкоразмерных полупроводниковых структурах в условиях сильного магнитного поля. Поэтому целесообразно рассмотреть возможность реализации ЭДЭПР точечных центров в условиях спинозависимого транспорта носителей в краевых каналах топологических изоляторов и сверхпроводников, которые существуют в отсутствие внешнего магнитного поля [Hasan, 2010; Buttiker, 2009]. Кроме того, эти исследования представляют значительный интерес, поскольку сверхпроводящие низкоразмерные топологические структуры могут быть источниками джозефсоновской генерации, которая может быть усиlena в присутствии встроенных микрорезонаторов [Ozyuzer, 2007]. Таким образом, появляется возможность регистрации ЭДЭПР в низкоразмерных структурах путем измерения магнетосопротивления в отсутствие внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ излучения.

Вышесказанное определяет актуальность темы данной диссертационной работы.

Цель работы заключалась в исследовании процессов спинозависимого транспорта носителей тока в сверхузких полупроводниковых квантовых ямах, ограниченных сверхпроводящими δ -барьерами, для регистрации электрического детектирования ЭПР точечных центров и циклотронного резонанса по измерению полевых зависимостей магнетосопротивления в отсутствие внешнего источника и приемника СВЧ излучения, а также – внешнего резонатора.

В задачи работы входило изучение следующих вопросов:

1. Обнаружение и исследование осцилляций Шубникова – де Гааза в слабых магнитных полях в сверхузких кремниевых квантовых ямах (СККЯ) p -типа, ограниченных сильнолегированными бором δ -барьерами, на поверхности n-Si (100).

2. Изучение характеристик осцилляций Шубникова – де Гааза в СККЯ *p*-типа на поверхности *n*-Si (100) в условиях изменения плотности двумерных дырок в зависимости от величины внешнего магнитного поля вследствие сверхпроводящих свойств δ -барьеров, сильнолегированных бором.
3. Исследование полевых зависимостей продольного магнетосопротивления квантовых ям *p*-типа со встроенными микрорезонаторами, ограниченных сильнолегированными бором сверхпроводящими δ -барьерами, на поверхности *n*-Si (100) и *n*-6H-SiC.
4. Идентификация спектров электрически детектируемого ЭПР (ЭДЭПР) точечных центров в СККЯ *p*-типа, ограниченных сверхпроводящими δ -барьерами, на основании результатов измерений полевых зависимостей магнетосопротивления в отсутствие внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ излучения, а также – исследований процессов джозефсоновской генерации.
5. Обнаружение спектров ЭДЭПР N-V-дефекта и V_{Si} , формирующихся в условиях получения планарной структуры, представляющей собой сверхузкую квантовую яму *p*-типа на поверхности n-6H-SiC, без предварительного радиационного облучения.
6. Обнаружение и исследование электрически детектируемого циклотронного резонанса (ЭДЦР) двумерных дырок в СККЯ *p*-типа на поверхности *n*-Si (100) по измерению резонансного отклика магнетосопротивления вследствие влияния краевых каналов на процессы спинозависимого транспорта и локализации носителей.

Научная новизна работы

1. Наличие микрорезонаторов, встроенных в плоскость сверхузкой кремниевой квантовой ямы (СККЯ), ограниченной сверхпроводящими сильнолегированными бором δ -барьерами, являющимися источником джозефсоновской генерации, позволили впервые зарегистрировать

спектры электрически детектируемого ЭПР (ЭДЭПР) точечных центров посредством измерения магнетосопротивления в отсутствие внешнего источника и приемника СВЧ излучения.

2. Исследования ЭДЭПР и ЭПР показали, что N-V-дефект и изолированная кремниевая вакансия (V_{Si}) формируются в сверхузкой квантовой яме *p*-типа, ограниченной сильнолегированными бором δ -барьерами, непосредственно в процессе ее получения на поверхности кристалла *n*-6H-SiC без последующего радиационного облучения.
3. Регистрация электрически детектируемого циклотронного резонанса (ЭДЦР) путем измерения продольного магнетосопротивления в отсутствие внешнего резонатора, а также – источника и приемника СВЧ излучения, позволила определить малые значения эффективной массы легкой и тяжелой дырок в различных двумерных подзонах СККЯ *p*-типа благодаря наличию встроенных микрорезонаторов и джозефсоновской генерации ограничивающих её сильнолегированных бором δ -барьеров.
4. Впервые эффект Шубникова – де Гааза был зарегистрирован в слабых магнитных полях вследствие малой эффективной массы и большого времени релаксации момента двумерных дырок в СККЯ *p*-типа, ограниченных сильнолегированными бором δ -барьерами.

Достоверность полученных результатов подтверждается сравнительным анализом экспериментальных данных, полученных с помощью различных методик, а также их соответствием с имеющимися на сегодняшний день экспериментальными и теоретическими результатами изучения спинозависимого транспорта носителей тока в низкоразмерных полупроводниковых структурах.

Научная и практическая значимость диссертационного исследования определяется результатами регистрации спектров ЭДЭПР точечных центров в полупроводниковых квантовых ямах, ограниченных сверхпроводящими сильнолегированными бором δ -барьерами, а также – ЭДЦР носителей тока путем измерения магнетосопротивления без использования внешнего

резонатора, внешнего источника и приёмника СВЧ излучения. Полученные результаты свидетельствуют, что методика измерения ЭДЭПР и ЭДЦР позволяют идентифицировать остаточные точечные центры, а также определять малые значения эффективной массы в различных подзонах двумерных дырок в сверхузких кремниевых квантовых ямах.

Защищаемые положения:

1. Осцилляции Шубникова – де Гааза в сверхузких кремниевых квантовых ямах (СККЯ) *p*-типа на поверхности *n*-Si (100), ограниченных сильнолегированными бором δ-барьерами, регистрируются в слабых магнитных полях вследствие малой эффективной массы и большого времени релаксации момента двумерных дырок.
2. Электрическое детектирование ЭПР (ЭДЭПР) точечных центров в СККЯ *p*-типа на поверхности *n*-Si (100), ограниченных сильнолегированными бором δ-барьерами, реализуется по измерению магнетосопротивления в отсутствии внешнего резонатора, источника и приемника микроволнового излучения. Данная методика ЭДЭПР основана на джозефсоновской генерации СВЧ излучения из сильнолегированных бором δ-барьеров при наличии микрорезонаторов, встроенных в плоскость СККЯ.
3. Спектры ЭДЭПР и ЭПР демонстрируют, что N-V-дефект и изолированная кремниевая вакансия (V_{Si}) формируются в сверхузкой квантовой яме *p*-типа, ограниченной сильнолегированными бором δ-барьерами, непосредственно в процессе ее получения на поверхности кристалла 6H-SiC *n*-типа без последующего радиационного облучения.
4. Спектры электрически детектируемого циклотронного резонанса (ЭДЦР) и их угловые зависимости, полученные с помощью измерений магнетосопротивления СККЯ *p*-типа, ограниченной сильнолегированными бором δ-барьерами, идентифицируют малые значения эффективной массы в двумерных подзонах легкой и тяжелой дырки.

Апробация результатов работы. Полученные в работе результаты докладывались и обсуждались на следующих конференциях: 25-й Международной конференции по дефектам в полупроводниках (ICDS-25, St. Petersburg, Russia, 20-24 July, 2009), 10-й Международной конференции по наноструктурированным материалам (NANO-2010, Roma, Italy, September 13-17, 2010), 11-й Международной конференции по физике нелинейного взаимодействия излучения с наноструктурами (PLMCN-11, Berlin, Germany, April 4-8, 2011), 8-й Международной конференции «Кремний-2001» (Москва, Россия, Июль 5-8, 2011), 10-й Российской конференции по физике полупроводников (Нижний Новгород, Россия, Сентябрь 19-23, 2011), 31-й Международной конференции по физике полупроводников (ICPS-31, Zurich, Switzerland, July 29 - August 3, 2012), Международной конференции по нанофизике и нанотехнологиям (ICN+T 2012, Paris, France, July 23-27, 2012), 7-й Международной конференции по физике и применению спинозависимых явлений в полупроводниках (PASPS VII, Netherlands, Eindhoven, Netherlands, August 5-8, 2012).

Публикации: по результатам исследований, изложенных в диссертации, имеется 9 публикаций в ведущих отечественных и международных журналах. Список публикаций приведен в конце диссертации.

Структура диссертации: Диссертация состоит из Введения, пяти глав и Заключения.

Во **Введении** определяется актуальность темы диссертационной работы, перечислены основные новые результаты, обосновывается их научная и практическая значимость, представлена структура диссертации и приведены положения, выносимые на защиту.

Первая глава представляет собой обзор литературы, посвященный квантованию транспортных характеристик носителей в твердых телах, находящихся в магнитном поле, и резонансным явлениям в условиях СВЧ накачки, таким как циклотронный резонанс (ЦР) и электронной парамагнитный резонанс (ЭПР). Кроме того, в первой главе описываются

критерий “сильного поля”, который определяет условия наблюдения ЦР в зависимости от величины внешнего магнитного поля и температуры, а также - рассматриваются правила отбора и сверхтонкое электронно-ядерное взаимодействие, составляющие основу ЭПР спектроскопии точечных и протяженных дефектов в твердом теле.

В первом параграфе кратко приводится теоретическое описание квантования энергетического спектра свободных электронов в твердом теле в условиях магнитного поля, перпендикулярного направлению их движения. Рассмотрены основные транспортные характеристики образцов, являющиеся следствием квантования Ландау, проявляющиеся в виде осцилляции продольного магнетосопротивления, осцилляции Шубникова – де Гааза, и магнитной восприимчивости, осцилляции де Гааза – ван Альфена [Ландау, 1930; Schubnikow, 1930; de Haas, 1931].

Во втором параграфе описан критерий “сильного поля”, выполнение которого необходимо для наблюдения осцилляций Шубникова – де Гааза и де Гааза – ван Альфена, а также - циклотронного резонанса.

Третий параграф состоит из нескольких частей, в первой части описываются энергетические характеристики системы с одним неспаренным электроном и одним ядром ($I = 1/2$). Вторая часть посвящена правилам отбора энергетических переходов. В третьей части рассматривается сверхтонкое взаимодействие неспаренных электронов ($S = 1/2, S = 1$) с ядрами, приводящее к сверхтонкому расщеплению зеемановских подуровней атома, которое определяет характеристики спектров ЭПР [Вертц, 1975].

Четвертый параграф посвящен исследованиям циклотронного резонанса (ЦР) в монокристаллическом кремнии. Анализируются угловые зависимости спектров ЦР, с помощью которых идентифицируется тензор эффективной массы электронов и дырок, который составляет основу структуры зоны проводимости и валентной зоны [Dresselhaus, 1955].

Во второй главе представлен обзор основных свойств кремниевых сандвич-nanoструктур, исследуемых в данной работе. Сандвич- nanoструктура представляют собой сверхузкую кремниевую квантовую (СККЯ) яму *p*-типа проводимости, ограниченную сильнолегированными бором δ -барьерами, которая получена на поверхности Si (100) *n*-типа.

Первый параграф описывает получение сандвич-nanoструктур с помощью прецизионного управления потоками вакансий и собственных междуузельных атомов, генерируемых границей раздела Si-SiO₂, что приводит к самоорганизации микродефектов на поверхности монокристаллического кремния. С помощью измерений угловых зависимостей циклотронного резонанса (ЦР), ЭПР, сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и масс-спектрометрии вторичных ионов (ВИМС) было показано, что на начальной стадии окисления на поверхности кремния (100) формируются сандвич-nanoструктуры, ограниченные двумерными слоями микродефектов, состоящих из собственных междуузельных атомов [Bagraev, 1997]. Далее, в рамках планарной диффузионной нанотехнологии проводится легирование бором из газовой фазы с целью пассивации двумерных слоев микродефектов, которые трансформируются в δ -барьеры. Проведенные исследования показали, что сильнолегированные бором, $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, δ -барьеры представляют собой чередующуюся последовательность нелегированных микродефектов и легированных квантовых точек с размерами 2 нм [Баграев, 2009б]. Причем каждая легированная квантованная точка, по данным ЭПР, содержит два примесных атома бора, реконструированных в тригональный дипольный центр. В рамках предложенной модели, реконструкция мелких акцепторов бора, приводящая к образованию нейтральных дипольных центров, $2B^0 \rightarrow B^+ + B^-$, сопровождается формированием корреляционной энергетической щели в плотности состояний вырожденного двумерного дырочного газа. Угловые зависимости величины амплитуды ЦР, зарегистрированные на разных

стадиях получения сандвич-nanoструктур, показывают, что СККЯ располагается в плоскости Si (100) [Bagraev, 2010a].

Во втором параграфе описываются электрические и оптические свойства кремниевых сандвич-nanoструктур. Представлены спектры электролюминесценции, отражения и пропускания, а также - демонстрируется туннельная вольтамперная характеристика сандвич-nanoструктуры. Спектры электролюминесценции и туннельные вольт-амперные характеристики выявляют переходы между различными подуровнями размерного квантования тяжелой и легкой дырки. На основании этих данных предлагается зонная схема исследуемой кремниевой сандвич-nanoструктуры [Баграев, 2009б].

В третьем параграфе рассматриваются сверхпроводящие свойства сандвич-nanoструктур, обусловленные сильнолегированными бором δ-барьерами. Показана диаграмма статической магнитной восприимчивости в зависимости от температуры и магнитного поля, из которой определялась величина сверхпроводящей щели, равная $2\Delta = 0,044 \text{ эВ}$, что соответствует значению критической температуры, $T_C = 145 \text{ K}$, определенному из температурных и полевых зависимостей удельного сопротивления, коэффициента Зеебека и скачка теплоемкости, и подтверждается данными измерений туннельной вольт-амперной характеристики [Bagraev, 2010a].

В четвертом параграфе описан джозефсоновский переход, сформированный сверхпроводящими δ-барьерами, ограничивающими СККЯ, наличие которого идентифицируется регистрацией ступенек Фиске и Шапиро, демонстрирующих генерацию в гигагерцевом диапазоне длин волн.

В пятом параграфе приводится обзор работ по спинозависимой рекомбинации и спинозависимому рассеянию носителей в полупроводниках, которые являются основой методов электрически детектируемого электронного парамагнитного резонанса (ЭДЭПР) и оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР). Отмечается, что в рамках различных методик ЭДЭПР и ОДМР используются внешние резонаторы и

источники СВЧ в условиях сканирования магнитного поля. Однако регистрация ЭПР, в отличие от классических методик, осуществляется не по поглощению образцом СВЧ излучения, а по измерению степени поляризации люминесценции и спектров пропускания света (ОДМР) [Cavenett, 1981], а также – регистрации изменения величины магнетосопротивления или протекающего тока (ЭДЭПР) [Kaplan, 1978; Кведер, 1982а]. Причем методы ЭДЭПР и ОДМР обладают высокой чувствительностью, но в неравновесных условиях, при оптической накачке или инжекции носителей, не позволяют разделить вклады спинозависимых рекомбинации и рассеяния на точечных и протяженных центрах в полупроводниках. Показано, что важным шагом в разрешении данной проблемы явилось наблюдение ЭДЭПР DX-центров в условиях стабилизации тока исток - сток в процессе регистрации квантового эффекта Холла, который возникает вследствие формирования краевых баллистических каналов в сильном магнитном поле. Таким образом, был идентифицирован вклад спинозависимого рассеяния на точечных центрах в механизме ЭДЭПР в полупроводниковыхnanoструктурах. [Lepine, 1972; Dobers 1988]

В шестом параграфе описываются спиновые свойства транспорта дырок в краевых каналах кремниевой сандвич- nanoструктуры.

В первой части приведены данные исследований спинозависимого транспорта носителей через кремниевую сандвич- nanoструктуру в отсутствие разогрева вследствие фиксации тока исток – сток на уровне менее 10 нА, проявляющегося в кратности продольной проводимости величине $2e^2/h$ и осцилляциях Ааронова-Кашера в зависимости от величины напряжения вертикального затвора [Баграев, 2012].

Во второй части показано, что значение продольной проводимости в энергетическом интервале сверхпроводящей щели соответствует “ $0.7 \cdot (2e^2/h)$ - особенности” квантовой лестницы проводимости, что указывает на наличие спиновой поляризации дырок в краевых каналах сандвич- nanoструктуры. Эти результаты были рассмотрены в рамках топологических

состояний, представляющих собой сверхпроводящие краевые каналы, содержащие квантовые точечные контакты. Предложенная в работе [Баграев, 2012] модель основана на самоупорядоченной системе одиночных тригональных дипольных центров бора с отрицательной корреляционной энергией, сформированных внутри δ -барьеров.

В третьей части приведены данные исследований продольной и поперечной (холловской) проводимости, свидетельствующие о наблюдении квантового спинового эффекта Холла в отсутствие внешнего магнитного поля. Обнаруженное соотношение продольной, $4e^2/h$, и холловской, e^2/h , проводимости свидетельствует о наличии спиновой поляризации дырок в краевых каналах кремниевых сандвич-nanoструктур.

Таким образом, спиновая поляризация дырок, возникающая в краевых каналах кремниевых сандвич-nanoструктур вследствие многократного андреевского отражения и спонтанной спиновой поляризации, представляет интерес для изучения спиновой интерференции, проявляющейся в регистрации квантового спинового эффекта Холла и осцилляций продольной проводимости Ааронова-Кашера. С учетом джозефсоновской генерации СВЧ излучения из сверхпроводящих δ -барьеров со встроенными микрорезонаторами, управление характеристиками спиновой интерференции является основой для регистрации ЭДЭПР в краевых каналах полупроводниковых сандвич-nanoструктур по изменению магнетосопротивления в отсутствие внешнего резонатора, СВЧ источника и - приемника. Вышесказанное определяет цель и задачи данной работы, которые сформулированы в конце второй главы.

В третьей главе приведены экспериментальные данные по обнаружению и исследованию осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ) в слабом магнитном поле в кремниевой сандвич-nanoструктуре.

Первый параграф посвящен исследованиям ШдГ осцилляций в классических квантово-размерных структурах, таких как структуры металл-

окисел-полупроводник. Отмечено, что для наблюдения ШдГ осцилляций необходимо выполнение критерия “сильного поля” $\omega_c\tau = B \cdot \mu \gg 1$. Кроме того, в квантово-размерных структурах спектр уровней Ландау зависит от энергетических позиций уровней размерного квантования. Показано, что исследование ШдГ осцилляций в низкоразмерных системах представляет большой интерес, поскольку с помощью измерений их периода и температурной зависимости амплитуды можно определить соответственно плотность и эффективную массу носителей.

Во втором параграфе приведены данные измерений ШдГ осцилляций в кремниевых сандвич-nanoструктурах в слабых магнитных полях при $T = 77\text{ K}$. Зависимости магнетосопротивления неожиданно проявили две последовательности ШдГ осцилляций с различным периодом. Из полученных значений периода ШдГ осцилляций определялась плотность двумерных дырок. Показано, что эти две последовательности ШдГ осцилляций возникают вследствие нелинейной зависимости распада куперовских пар на границе СККЯ - сверхпроводящий δ-барьер от магнитного поля, что приводит к нелинейному изменению плотности дырок в СККЯ. Поэтому могут возникать несколько интервалов значений магнитного поля, в которых реализуется критерий “сильного поля” и проявляются ШдГ осцилляции, соответствующие одному и тому же номеру уровня Ландау. Обнаружение ШдГ осцилляций в слабом магнитном поле стало возможным благодаря низкой эффективной массе двумерных дырок в СККЯ, $m^* = 2.5 \cdot 10^{-4}m_0$, где m_0 – масса свободного электрона, величина которой контролировалась посредством измерения температурных измерений осцилляций де Гааза – ван Альфена (дГвА). Таким образом, малая величина эффективной массы двумерных дырок в сочетании с достаточно большим временем релаксации момента, 10^{-10}s , которое следует из величины полуширины пиков ШдГ осцилляций и линий циклотронного резонанса, свидетельствует о выполнении условия “сильного поля” в слабых магнитных полях при высоких температурах.

Рассмотрение структуры максимумов ШдГ осцилляций показывает наличие спинового расщепления уровней Ландау, величина которого практически не изменяется с увеличением магнитного поля, что указывает на важную роль обменного взаимодействия в его формировании. Наблюдается тонкая структура пиков ШдГ осцилляций, которая также мало меняется при изменении номера уровня Ландау. Подобная модуляция характеристик продольного транспорта носителей объясняется в рамках резонансного туннелирования дырок между краевыми каналами СККЯ через локализованные состояния на ее границе с δ -барьерами [Geim, 1994].

В четвёртой главе представлены результаты по обнаружению и исследованию электрически детектируемого электронного парамагнитного резонанса (ЭДЭПР) путем измерения магнетосопротивления полупроводниковых сандвич-nanoструктур со встроенными микрорезонаторами без использования внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ излучения.

Первый параграф посвящен регистрации ЭДЭПР спектров в кремниевых сандвич-nanoструктурах, которая стала возможным благодаря СВЧ генерации в условиях джозефсоновского перехода, сформированного сверхпроводящими δ -барьерами, ограничивающими СККЯ. Частота СВЧ генерации джозефсоновского перехода, 9.3 ГГц, контролировалась посредством измерения ступенек Фиске и Шапиро. Важную роль в экспериментальной реализации данного метода ЭДЭПР играли спиновая поляризация двумерных дырок вследствие многократного андреевского отражения и наличие микрорезонатора, встроенного в плоскость СККЯ. Длина резонатора, 4.74 мм, соответствовала частоте джозефсоновской генерации, 9.3 ГГц; $L = \lambda/2n$, где коэффициент преломления, n , в кремнии равен 3.4.

Измерения продольного и поперечного магнетосопротивления сандвич-nanoструктур проводились при $T = 77$ K в рамках холловской геометрии в

условиях стабилизированного тока исток - сток, 10 нА. Анализируются полученные ЭДЭПР спектры центров фосфора, кислородного термодонора NL8, водородсодержащего термодонора NL10 и его сверхтонкого расщепления, центров Fe^+ и FeH. Кроме того, показаны спектры ЭДЭПР этих же центров, зарегистрированных вдвое меньшем магнитном поле при активном участии второй гармоники, что практически невозможно реализовать в рамках классического ЭПР метода. Регистрация ЭДЭПР по измерению магнетосопротивления позволила впервые идентифицировать точечный центр эрбия в кремнии, тригональная симметрия которого была подтверждена также с помощью измерения угловых зависимостей методом ОДМР. Каждая линия сверхтонкой структуры центра эрбия ($I = 7/2$) оказалась расщепленной еще на четыре линии, что свидетельствует о присутствии бора ($I = 3/2$) в его составе. Таким образом, обнаруженный точечный центр, по-видимому, сформирован на основе тригонального дипольного центра бора в δ-барьеере, путем замещения одного из его атомов эрбием.

Во втором параграфе обсуждается механизм регистрации ЭДЭПР по измерению магнетосопротивления в условиях встроенного микрорезонатора и наличии джозефсоновской генерации из δ-барьеров, ограничивающих СККЯ. Описывается спинозависимое рассеяние поляризованной дырки на точечном центре в краевом канале сандвич-nanoструктуры. Описание строится на сравнении времен фазовой релаксации, τ_ϕ , спин-решеточной релаксации, τ_s , и времени релаксации момента (транспортного времени), τ_m , вне и в условиях регистрации ЭДЭПР по измерению магнетосопротивления. Предполагается, что вне резонанса выполняется соотношение $\tau_s > \tau_\phi > \tau_m$, тогда как вследствие индуцированных ЭПР переходов между зеемановскими подуровнями время спин-решеточной релаксации дырок резко уменьшается: $\tau_\phi > \tau_s > \tau_m$. Таким образом, возникают условия слабой локализации, которые приводят к наличию пика магнетосопротивления при значении магнитного поля, соответствующего регистрации ЭПР.

В третьем параграфе приведены результаты измерений ЭДЭПР по измерению магнетосопротивления сандвич-nanoструктур на основе карбида кремния n -6H-SiC при $T = 77\text{ K}$. Данная сандвич-nanoструктура представляет собой квантовую яму p -типа проводимости, ограниченную сильнолегированными бором δ -барьерами, на поверхности n -6H-SiC. Характеристики джозефсоновской генерации контролировались путем измерений ступенек Фиске при наличии микрорезонатора, встроенного в плоскость квантовой ямы. Показаны ЭДЭПР спектры мелкого центра бора, а также - кремниевой вакансии и N-V-дефекта, впервые полученные непосредственно в процессе роста сандвич-nanoструктур на основе n -6H-SiC без использования радиационного излучения. Полученные результаты анализируются, принимая во внимание данные изучения точечных центров объеме 6H-SiC методами ЭПР и фото-ЭПР [Baranov, 1997; Muzafarova, 2006; Вайнер, 1980].

В пятой главе приведены экспериментальные данные по регистрации электрически детектируемого циклотронного резонанса (ЭДЦР) дырок с помощью измерений магнетосопротивления кремниевых сандвич-nanoструктур со встроенными микрорезонаторами, в отсутствие внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ излучения. Частота джозефсоновской СВЧ генерации из сильнолегированных бором δ -барьеров, 9.3 ГГц, контролировалась посредством измерения ступенек Фиске и Шапиро.

В первом параграфе приводятся характеристики кремниевых сандвич-nanoструктур, полученные при измерении классического ЦР при $T = 3.8\text{ K}$. Анализ узких линий ЦР легкой и тяжелой дырок свидетельствует о достаточно большом значении транспортного времени, $\tau_m = 5 \cdot 10^{-10}\text{ с}$, которое соответствует их высокой подвижности в кремниевых сандвич-nanoструктурах.

Во втором параграфе обсуждаются зарегистрированные

экспериментальные зависимости ЭДЦР, что стало возможным благодаря наличию краевых каналов с высокой подвижностью двумерных дырок в кремниевых сандвич-nanoструктурах на поверхности *n*-Si (100). Полученные спектры ЭДЦР, а также их угловые зависимости, измеренные в слабом магнитном поле, идентифицируют малые значения эффективной массы легкой и тяжелой дырок в различных двумерных подзонах СКЯ. На основании ширин линий ЭДЦР двумерных дырок была проведена оценка значения транспортного времени, $2.5 \cdot 10^{-10}$ с, которое находится в хорошем согласии с результатами, полученными при измерении классического ЦР, что указывает на возможность участия краевых каналов с высокой подвижностью носителей в механизме ЭДЦР. Причем условия наблюдения ЭДЦР возникают каждый раз при полном заполнении уровня Ландау, ближайшего к уровню Ферми, что соответствует режиму слабой локализации и приводит к наличию пика магнетосопротивления. Принимая во внимание полученные значения транспортного времени, были оценены длина свободного пробега, длина фазовой релаксации и значение плотности, соответствующие различным подзонам тяжелой и легкой дырки.

В Заключении приводятся основные результаты работы.

Глава 1. Квантование характеристик продольного транспорта носителей в полупроводниках в условиях внешнего магнитного поля

1.1. Уровни Ландау

Первое указание на возможность квантования характеристик продольного транспорта носителей в твердом теле содержится в известной работе Л.Д. Ландау, в которой он предсказал наличие слабого диамагнетизма свободных электронов в металле в рамках приближения $\mu_B H \ll kT$ (k – постоянная Больцмана, μ_B – магнетон Бора, T – температура) [Ландау, 1930]. Однако, как отметил Л.Д. Ландау в данной работе, полученные результаты теряют силу при достаточно больших полях и низких температурах, $\mu_B H \gg kT$, вследствие расщепления квазинепрерывного энергетического спектра свободных электронов, приводящего к формированию системы дискретных эквидистантных уровней (рис. 1).

В рамках этого представления круговое прецессионное движение свободных электронов во внешнем магнитном поле можно представить в виде суммы взаимно перпендикулярных периодических движений вдоль осей x и y . В этом случае справедливо уравнение Шредингера:

$$\frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \psi = E\psi, \quad (1.1)$$

где \mathbf{A} – векторный потенциал.

Для нахождения стационарных состояний такой системы, выбрав калибровку: $\mathbf{A} = (0, H_x, 0)$ так, что ротор \mathbf{A} дает магнитное поле \mathbf{H} , направленное по оси z , получаем уравнение

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial}{\partial y} - \frac{ieH}{hc} x \right)^2 \psi + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} \psi = 0, \quad (1.2)$$

которое имеет решение вида: $\psi(x, y, z) = e^{i(\beta y + k_z z)} u(x)$, где функция $u(x)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \left\{ \frac{2mE'}{h^2} - \left(\beta - \frac{eH}{hc} x \right)^2 \right\} u = 0, \text{ и } E' = E - \frac{h^2}{2m} k_z^2. \quad (1.3)$$

Следует отметить, что движение носителя вдоль поля (ось z) не отличается от движения свободного электрона с точно таким же вкладом в кинетическую энергию. В свою очередь, для определения характера движения в плоскости (x, y) уравнение (1.3) требуется решить в виде одномерного уравнения Шредингера для волновой функции $u(x)$ простого гармонического осциллятора с частотой $\omega_H = \frac{eH}{mc}$ и с центром в точке $x_0 =$

$$\frac{1}{\omega_H} \cdot \frac{\hbar\beta}{m}.$$

$$-\frac{h^2}{2m} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{2} m \left(\frac{eH}{mc} - \frac{\hbar\beta}{m} \right) u(x) = E' u(x). \quad (1.4)$$

Решение данного хорошо известного уравнения приводит к заключению, что энергия электрона может быть представлена в виде суммы энергии поступательного движения вдоль магнитного поля и квантованной энергии циклотронного движения в плоскости, перпендикулярной магнитному полю:

$$E' = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_H \text{ и } E' = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_H + \frac{h^2}{2m} k_z^2. \quad (1.5)$$

Таким образом, энергия носителя, находящегося в состоянии n , с учетом зеемановского расщепления в магнитном поле напряженностью H равна [Peierls, 1933a, 1933b; Блохинцев, 1961; Вонсовский, 1971]:

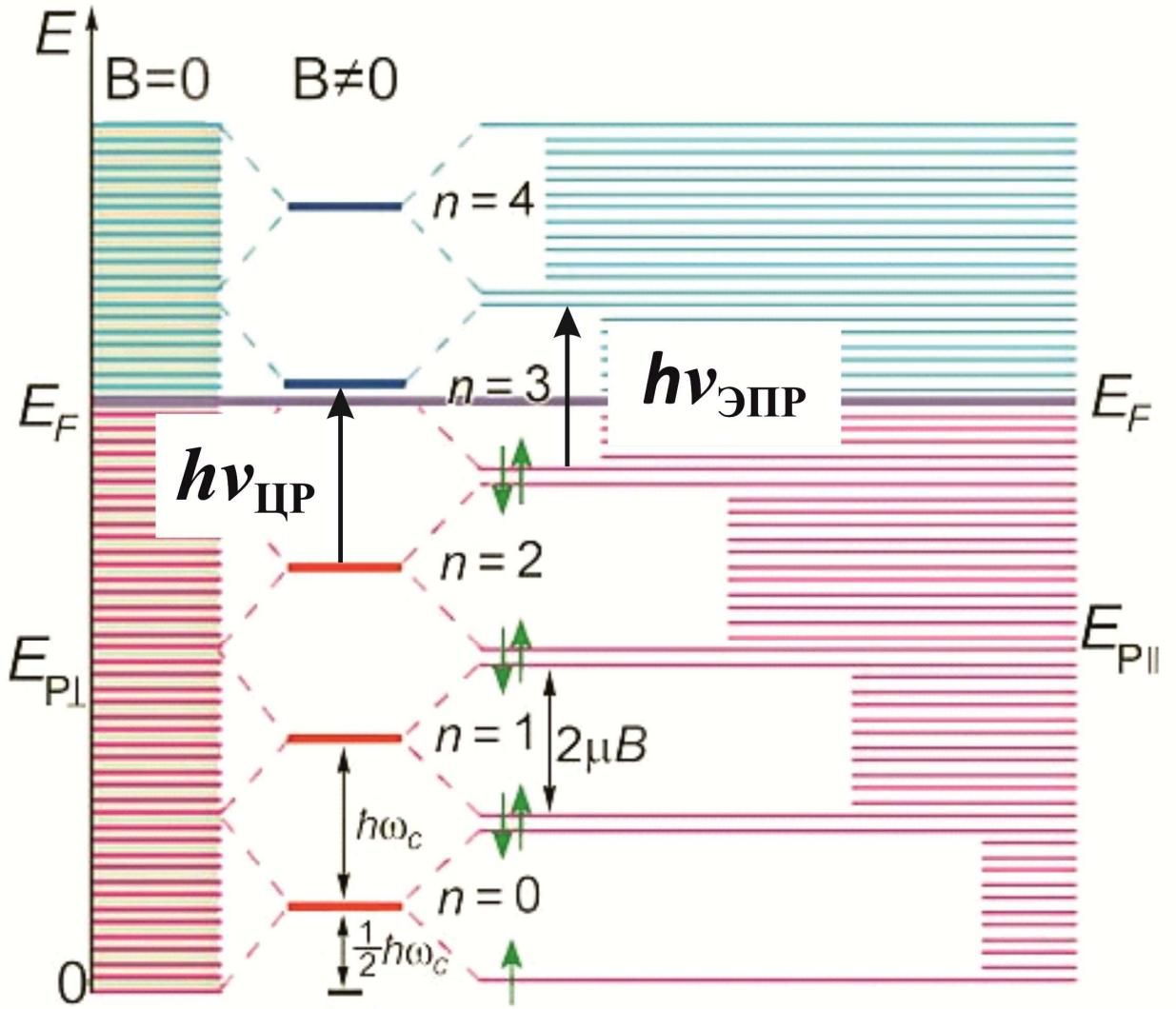


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая переход от квазинепрерывного энергетического спектра коллективизированных электронов в трехмерной системе в нулевом магнитном поле, $B=0$, к квантованному спектру при $B\neq 0$.

$B=0$. Показаны энергетические уровни квазинепрерывного спектра для составляющей энергии электрона, соответствующей компоненте импульса P_{\perp} , то есть движению электрона в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля. E_F – энергия Ферми;

$B\neq 0$. Справа показано положение дискретных уровней для составляющей энергии $E_{P\perp}$ в магнитном поле без учета спинового расщепления. n – номер уровня Ландау. Уровни ниже уровня Ферми заполнены электронами. Уровни с $n=4$ пустые. Кроме того, показано положение уровней с учетом спинового расщепления. Начиная со второго уровня снизу, каждый уровень образуется подуровнями, возникающими при расщеплении уровней n и $n+1$, с разными направлениями спина. На дискретную для $E_{P\perp}$ структуру спектра накладывается квазинепрерывная составляющая, соответствующая движению электрона (импульсу P_{\parallel}) вдоль магнитного поля.

$$E_n(H) = \frac{p_z^2}{2m} + \mu_B H(2n + 1) \pm \mu_B H , \quad (1.6)$$

где $p_z - z$ – компонента импульса электрона. Знаки перед последним слагаемым соответствуют двум возможным проекциям спина во внешнем магнитном поле H , $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ – квантовое число осциллятора.

Как отмечено выше, в отсутствие магнитного поля энергетический спектр электрона, отвечающий его движению в плоскости (x, y), является квазинепрерывным и графически может быть изображен сплошной полосой (рис. 1). При включении магнитного поля весь энергетический спектр свободных носителей разбивается на отдельные узкие полоски, шириной:

$$\Delta E = 2\mu_B H \left[\left(n + 1 + \frac{1}{2} \right) - \left(n + \frac{1}{2} \right) \right] = 2\mu_B H \quad (1.7)$$

каждая из которых, "сжимаясь", превращается в дискретный уровень (рис. 1), названный впоследствии уровнем Ландау [Peierls, 1933a, 1933b]. Соответственно степень вырождения каждого уровня Ландау равна $2\mu_B H$. Следует отметить, что уровни Ландау эквидистанты, поскольку энергетический зазор между ними, $\hbar\omega_c$, где ω_c – циклотронная частота равная $\omega_c = \frac{eB}{m}$, зависит только от частоты лармировской прецессии. Причем частота прецессии не зависит от скорости электрона, а поэтому все носители будут прецессировать в магнитном поле с одной и той же скоростью, независимо от того на каких энергетических уровнях они находились, и поэтому они будут иметь одну и ту же систему энергетических уровней Ландау.

Таким образом, сплошной энергетический спектр свободных носителей становится квантованным в условиях внешнего магнитного поля перпендикулярного их движению (рис. 1). Фактически это было предсказанием того, что при низких температурах характеристики переноса, например, такие как намагниченность и сопротивление кристаллов должны

осциллировать при изменении магнитного поля. Следует отметить, что Л.Д. Ландау не очень верил в экспериментальную реализацию подобных эффектов, поскольку неоднородности, которые сопутствовали получению больших магнитных полей в то время, должны были приводить к сильной дисперсии в величине $\hbar\omega_c$, вследствие которой нарушается эквидистантность уровней квантования характеристик продольного переноса носителей [Ландау, 1930].

Однако, в том же 1930 году, в лаборатории Камерлинга-Оннеса в Лейдене, Лев Шубников, измеряя магнетосопротивление кристаллов висмута при низких температурах, обнаружил его характерные осцилляции, что стало первым экспериментально наблюдаемым проявлением диамагнитного квантования энергии электронов в твердом теле (рис. 2) [Schubnikow, 1930]. Следующим шагом было обнаружение осцилляций магнитной восприимчивости кристаллов висмута как функции магнитного поля, которое осуществили в той же лаборатории профессор де Гааз и его аспирант ван Альфен (рис. 3) [de Haas, 1931]. Причем, при одной и той же ориентации магнитного поля наблюдалась одна и та же периодичность особенностей, как в эффекте Шубникова – де Гааза (ШдГ), так и в эффекте де Гааза – ван Альфена (дГвА).

Таким образом, осцилляции магнетосопротивления и магнитного момента имеют место, когда уровни Ландау, возникающие в результате квантования движения носителей в сильном магнитном поле, “проходят” уровень Ферми и оказываются незаселенными, тем самым, демонстрируя существование размерного квантования в продольном магнитном поле. Причем, каждый раз, когда при изменении магнитного поля очередной уровень Ландау пересекает уровень Ферми, наблюдается максимум в величине магнетосопротивления или магнитного момента при регистрации соответственно эффектов Шубникова - де Гааза и де Гааза – ван Альфена. В свою очередь, минимумы значений этих

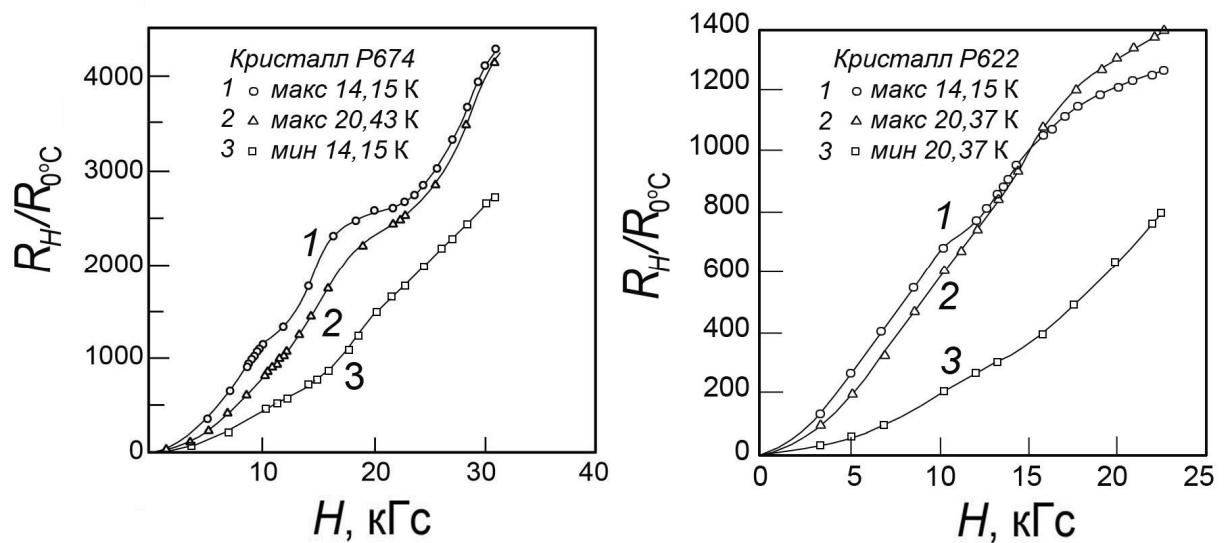


Рис. 2. Эффект Шубникова – де Гааза. Зависимость сопротивления висмута от напряженности внешнего магнитного поля при низких температурах [Schubnikow, 1930].

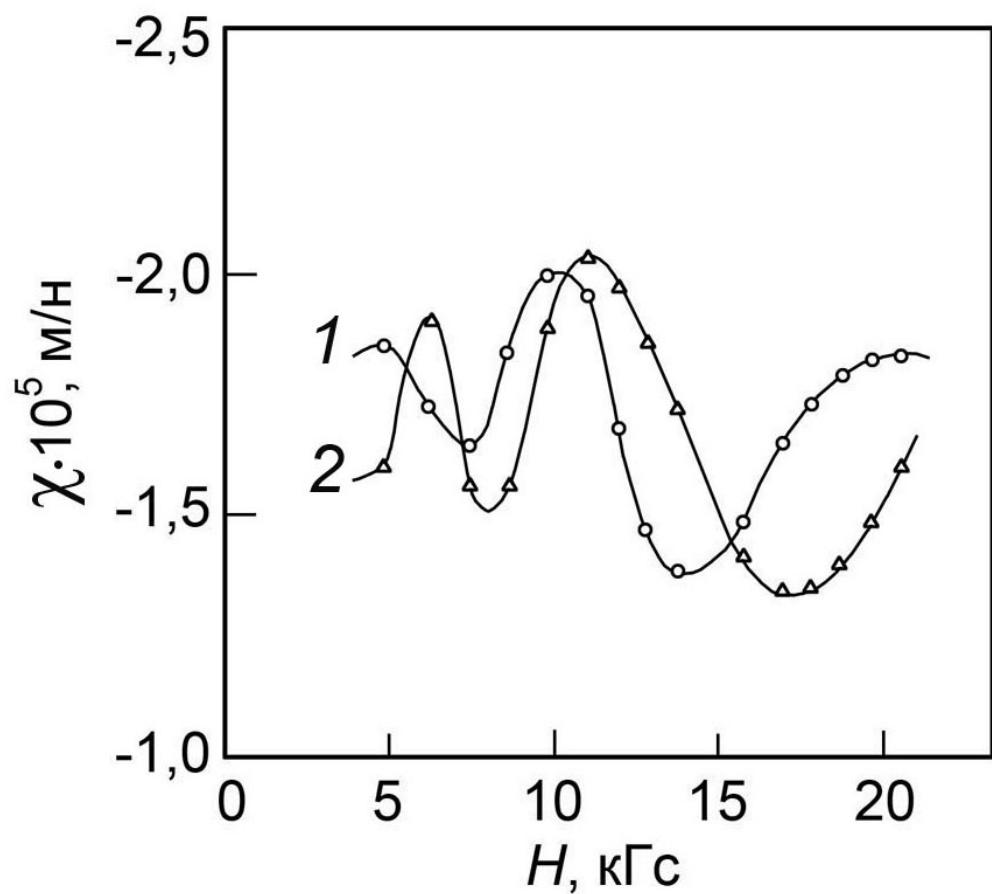


Рис. 3. Первое наблюдение осцилляций магнитной восприимчивости висмута во внешнем магнитном поле [de Haas, 1931]. $T = 14\text{ K}$, магнитное поле перпендикулярно (1) и параллельно (2) бинарной оси, соответственно.

характеристик наблюдаются при нахождении уровня Ферми между двумя соседними уровнями Ландау.

Взаимосвязанность спектров уровней Ландау и зеемановского расщепления (см. (1.7) и рис. 1) позволяет провести оценку периода осцилляций как функции обратной величины приложенного магнитного поля [Peierls, 1933a, 1933b; Блохинцев, 1961; Вонсовский, 1971]. Если выбрать два значения поля H_1 и H_2 , причем $H_1 > H_2$, для которых число уровней Ландау с энергиями, меньшими или равными E_F , равно соответственно i и $i+1$, и обозначить этот период как

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \left(\frac{1}{H_2}\right) - \left(\frac{1}{H_1}\right), \quad (1.8)$$

тогда

$$i = \frac{E_F}{2\mu_B H_1} \text{ и } i + 1 = \frac{E_F}{2\mu_B H_2}, \quad (1.9)$$

вычитая из второго равенства первое, для периода осцилляций получаем

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{2\mu_B}{E_F}. \quad (1.10)$$

Следует отметить, что к моменту вывода приведенного выше выражения для периода осцилляций и соответственно определения значения номера уровня Ландау из данных измерений осцилляций ШдГ и дГвА, эффект Зеемана был достаточно хорошо изучен. Поэтому рассмотрение основывалось на возникновении спектра уровней Ландау в результате вырождения зеемановского расщепления. Так как рассмотрение проводилось для свободных носителей, g – фактор равен 2, то автоматически следовало, что величина зеемановского расщепления строго соответствовала энергетическому зазору между уровнями Ландау, $2\mu_B(B_1 - B_2) = \hbar(\omega_{C_1} -$

ω_{C_2}). В этом случае рис. 1 наглядно демонстрирует не только условия для наблюдения осцилляций ШдГ и дГвА при изменении магнитного поля, но возможности для регистрации циклотронного резонанса (ЦР) и электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) вследствие СВЧ или оптически индуцированных переходов между заполненными и пустыми уровнями Ландау и зеемановскими подуровнями, соответственно.

1.2. Экспериментальные условия наблюдения квантования Ландау

Исследования ШдГ и дГвА, проведенные в Лейдене [Schubnikow, 1930; de Haas, 1931], показали, что квантовые осцилляционные эффекты ШдГ и дГвА наблюдаются при выполнении следующих условий:

$$\omega_c \tau \gg 1; \hbar \omega_c > kT; E_F > \hbar \omega_c, \quad (1.11)$$

где ω_c – циклотронная частота; τ – время релаксации момента носителей; E_F – энергия Ферми. Эти условия наблюдения осцилляций ШдГ и дГвА являются достаточно жесткими и сводятся к так называемому критерию “сильного поля”, $\mu B \gg 1$, где μ – подвижность носителей, которое определяет отсутствие рассеяния носителей при выполнении более, чем одного оборота в магнитном поле, а также – размытия расстояния между соседними уровнями Ландау за счет появления “хвоста” максвелловского распределения при $T > 0 K$ [Shoenberg, 1939]. Следует отметить, что обнаружение квантового эффекта Холла через пятьдесят лет после открытия эффектов ШдГ и дГвА еще раз показало, что критерий “сильного поля”, $\mu B \gg 1$, определяет область существования квантовой интерференции в продольном транспорте [von Klitzing, 1980]. Именно поэтому в течение долгих лет эффекты ШдГ и дГвА наблюдались в объемных системах только в сильных магнитных полях при низких температурах вследствие отсутствия структур с высокой подвижностью носителей. Кроме того, экспериментальными

трудностями для получения высокого значения времени релаксации момента при высокой температуре был обусловлен первоначальный скепсис о возможности экспериментального наблюдения циклотронного резонанса (ЦР) в полупроводниках [Dresselhaus, 1953; Shockley, 1953]. Во многом по этой причине, в исследованиях полупроводниковых кристаллов электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) был обнаружен раньше, чем ЦР [Завойский, 1944]. Аналогичным образом, значительно быстрее была осуществлена оптическая и электрическая регистрация ЭПР, соответственно ОДМР и ЭДЭПР [Cavenett, 1981; Schmidt, 1966]. Далее, будут рассмотрены основные принципы классических версий ЭПР и ЦР в полупроводниках, а также особенности их регистрации в полупроводниковыхnanoструктурах.

1.3. Электронный парамагнитный резонанс в полупроводниках.

Состояние одноэлектронного атома характеризуется, если не учитывать магнитного взаимодействия, орбитального и спинового моментов электрона – спин-орбитального взаимодействия, значениями четырех величин $E, M_p^{(\text{орб})}, M_{pz}^{(\text{орб})}, M_{pz}^{(\text{спин})}$, которые являются квантовыми числами:

1. Главное квантовое число, n , принимающее целые значения, $n=1,2,3,\dots$, определяет энергию стационарного состояния (по формуле Бора)
2. Азимутальное (орбитальное) квантовое число, l , определяет значение квадрата орбитального механического момента $M_{pz}^{(\text{орб})^2} = \hbar^2 l^2$, $M_{pz}^{(\text{спин})^2} = \hbar^2 l(l+1)$, и принимает при заданном n целые значения, $l = 0, 1, 2, 3\dots$
3. Орбитальное магнитное квантовое число, m_l , определяет значение проекции $M_{pz}^{(\text{орб})} = \hbar l_z$ орбитального момента $M_{pz}^{(\text{орб})}$, $M_{pz}^{(\text{орб})} = \hbar m_l$, и принимает при заданном l целые значения, $m_l = l, l-1, \dots -l$.
4. Спиновое магнитное квантовое число, m_s , определяет значение проекции $M_{pz}^{(\text{спин})} = \hbar s_z$ спинового момента $M_{pz}^{(\text{спин})}$, $M_{pz}^{(\text{спин})} = \hbar m_s$, и принимает два полуцелых значения, $m_s = 1/2, -1/2$.

Степень вырождения энергетических уровней определяется числом независимых состояний с данной энергией. При заданном значении l имеется $2l + 1$ различных состояний, отличающихся значениями m_l . При заданных l и m_l возможны два состояния, отличающихся значениями m_s . Всего при заданном l возникает $2(2l + 1)$ независимых состояний, отличающихся парами m_l, m_s . Т.е., степень вырождения по m_l, m_s с определённым l равна $g_l = 2(2l + 1)$ [Ельяшевич, 2009].

1.3.1. Правила отбора.

Рассмотрим правила отбора для одноэлектронного атома. Для главного квантового числа n возможны любые его изменения, что приводит к появлению серий, высокие члены которых могут соответствовать большим значениям $\Delta n = n_2 - n_1$.

Для азимутального квантового числа имеет место правило отбора $\Delta l = \pm 1$.

Это соотношение вытекает из правила отбора для квантового числа J , определяющего величину механического момента, и из правила отбора, запрещающего в дипольном излучении переходы между состояниями одинаковой четности.

Для орбитального магнитного квантового числа m_l , правило отбора имеет вид $\Delta m_l = 0, \pm 1$.

Вследствие правил отбора для переходов между уровнями с определёнными значениями $n=n_1$ и $n=n_2$, друг с другом комбинируют лишь состояния, для которых одновременно $\Delta l = \pm 1, \Delta m_l = 0, \pm 1$.

Наличие спина обуславливает тонкую структуру уровней энергии и тонкую структуру спектральных линий, возникающих при переходах между этими уровнями. Рассмотрение тонкой структуры уровней энергии, а также спектральных линий атома водорода и водородоподобных ионов, представляет особый интерес. Благодаря спин-орбитальному

взаимодействию орбитальный момент l складывается со спиновым моментом S в полный момент, величина которого определяется внутренним квантовым числом j , принимающим полуцелые значения [Ельяшевич, 2009].

1.3.2. Сверхтонкое взаимодействие.

Изотропное сверхтонкое взаимодействие обуславливается наличием на ядре некоторой ненулевой плотности неспаренного электрона. Простейшей системой, где обнаруживается СТВ, является атом водорода.

В спин-гамильтониане для атома водорода и других изотропных систем (1.12) A_0 является константой изотропного СТВ, hA_0 – мера энергии взаимодействия между электроном и ядром.

$$\hat{H} = g\mu_B H_Z \hat{S}_Z + hA_0 \hat{S}_Z \hat{I}_Z. \quad (1.12)$$

Если бы электрон взаимодействовал только с внешним магнитным полем, то все спектры ЭПР состояли бы из одной линии. В этом случае спектр содержал бы информацию только о g -факторе, и возможности метода были бы весьма ограничены (рис. 4). Взаимодействие неспаренного электрона с магнитным ядром называется сверхтонким взаимодействием (СТВ). СТВ может быть анизотропным или изотропным. Из количественных выражений для атома водорода в магнитном поле отметим равенство расщеплений каждого состояния с $M_S = +1/2, M_S = -1/2$.

Так как электронные спиновые переходы, $\Delta M_S = \pm 1$, соответствуют изменению спинового углового момента на $\pm \hbar$, то при поглощении фотона, собственный угловой момент которого равен \hbar , M_I должно остаться без изменений по условию сохранения полного углового момента. Таким образом, правила отбора следующие: $\Delta M_S = \pm 1, \Delta M_I = 0$ (рис. 4). Эти правила могут нарушаться в результате смешивания состояний, когда резонансное магнитное поле приближается к нулю. Для твердофазных

систем смешивание состояний происходит при высоких микроволновых частотах.

Таким образом, энергии двух разрешенных переходов зависят от величины зеемановского расщепления и сверхтонкого взаимодействия:

$$\begin{aligned}\Delta W_1 &= W_{\alpha_e \alpha_n} - W_{\beta_e \alpha_n} = g\mu_B H + \frac{1}{2} hA_0 \\ \Delta W_2 &= W_{\alpha_e \beta_n} - W_{\beta_e \beta_n} = g\mu_B H - \frac{1}{2} hA_0,\end{aligned}\quad (1.13)$$

где $\alpha_e, \alpha_n, \beta_e, \beta_n$ – описывают возможные спиновые состояния.

Резонансное поглощение излучения, индуцирующее разрешенные переходы в статическом магнитном поле, определяется как “парамагнитный резонанс”, ПР, “электронный парамагнитный резонанс”, ЭПР, или “электронный спиновый резонанс”, ЭСР.

Следует отметить, что в случае отсутствия СТВ ($A_0=0$), в условиях постоянного магнитного поля H наблюдался бы только один переход на частоте $\nu_l = h^{-1}g\mu_B H$. При наличии анизотропного СТВ, $A_0 \neq 0$ – является функцией угла между направлением магнитного поля и осью симметрии. Анизотропия СТВ возникает вследствие взаимодействия между электронным и ядерным магнитным диполями.

Спектроскопия ЭПР – метод, применимый только для систем с ненулевым суммарным электронным спиновым моментом. Этому условию, однако, удовлетворяет большое число систем, в частности:

1. Свободные радикалы в твердой, жидкой и газовой фазах. Под свободным радикалом понимают молекулу, содержащую один неспаренный электрон.
2. Точечные дефекты (локальные нарушения кристаллической решетки) в твердых телах. В этом классе систем наиболее изучены F -центры – электроны, захваченные вакансиями отрицательных ионов. Дефицит электрона (“положительная дырка”) также может образовать парамагнитный

центр [Вертц, 1975]. Кроме того, ЭПР успешно применяется для идентификации примесных и структурных точечных и протяженных дефектов в полупроводниках [Watkins, 1984; Baranov, 1997; Poindexter, 1988; Вертц, 1975; Кведер, 1982b; Bagraev, 1984, 1992].

3. Бирадикалы. Это молекулы, содержащие два неспаренных электрона, удаленные на такое расстояние, что взаимодействие между ними оказывается очень слабым. Такие молекулы ведут себя как два слабо взаимодействующих свободных радикала.

4. Системы в триплетном состоянии (два неспаренных электрона). Некоторые из таких молекул находятся в триплетном основном состоянии. Другие переходят в триплетное состояние при термическом или оптическом возбуждении. Подобные центры возникают также вследствие радиационного облучения полупроводников и приборов на их основе. Причем достаточно часто триплетные свойства этих радиационных дефектов проявляются только в их возбужденных состояниях, индуцированных с помощью оптической накачки при межзонных и примесных переходах [Vlasenko, 1995, 1999]. Схема энергетических уровней триплетных центров, $S = 1$, (см. рис.5) отличается от соответствующей схемы для одноэлектронной системы, $S = 1/2$, (рис. 4). Более того, в результате селективного заполнения магнитных подуровней систем, состоящих из нескольких электронов, $S > 1/2$, например, в условиях оптической накачки, возникает высокая степень спиновой поляризации при значении магнитного поля в области анти-пересечения уровней (см. рис. 5), которая, как будет показано ниже, найдет отражение в изменении фазы спектральных линий ЭПР.

5. Системы с тремя и более неспаренными электронами.

6. Ионы многих переходных и редкоземельных металлов [Абрагам, 1972, 1973]. В настоящее время методики регистрации классического ЭПР детально разработаны и соответствующие спектрометры, включающие источники, приемники и резонаторы СВЧ, охватывают широкий диапазон частот, вплоть до 300 ГГц. Кроме известных схем регистрации классического

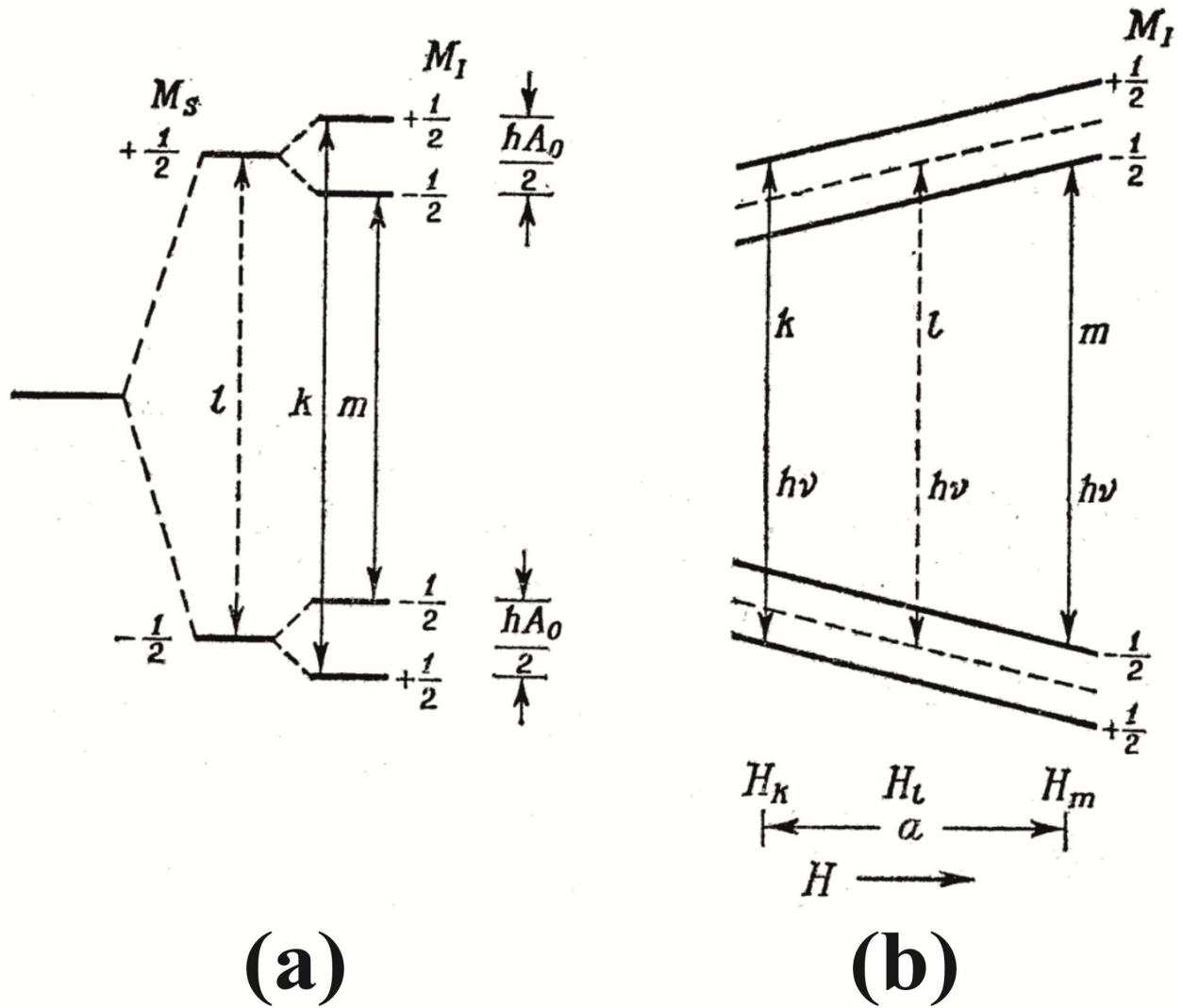


Рис. 4. Энергетические уровни атома водорода в постоянном магнитном поле (а) и схема разрешенных оптических переходов в случае слабого (k, m) и сильного (l) микроволнового поля (б) [Вертц, 1975].

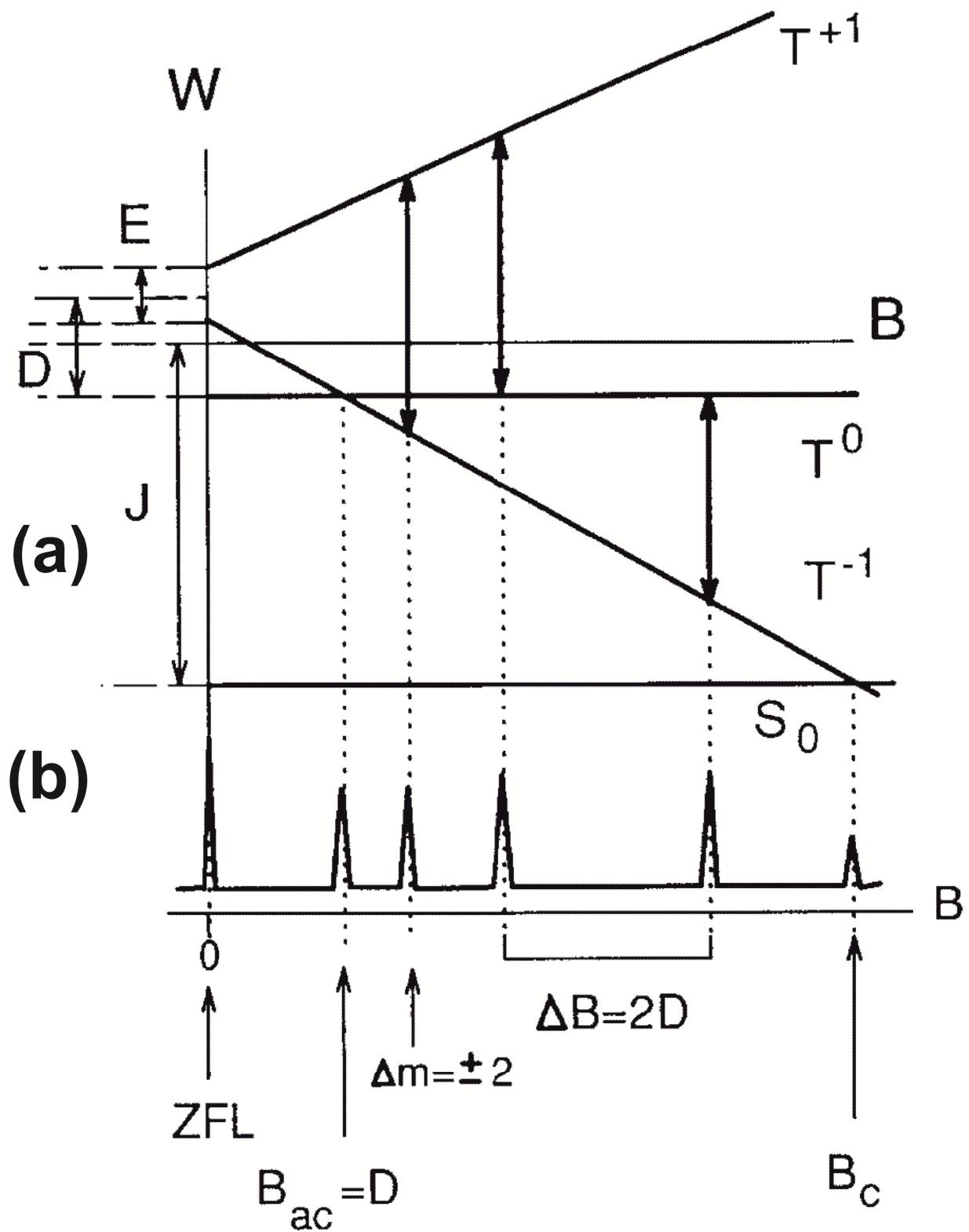


Рис. 5. Энергетические уровни системы, состоящей из двух электронов в магнитном поле (а), и ожидаемые позиции спектральных линий ЭПР в случае их регистрации по изменению величины микроволновой проводимости (б) [Vlasenko, 1999].

ЭПР по поглощению СВЧ мощности в условиях резонанса, проведены детальные исследования с использованием методов оптической регистрации ЭПР (ОДМР) по изменению характеристик поляризованной люминесценции, а также степени поляризации луча света при его пропускании или отражении в условиях СВЧ накачки [Spaeth, 1992]. Методы ОДМР широко используются в исследованиях низкоразмерных полупроводниковых структур [Cavenett, 1981]. Тем не менее, именно методики электрического детектирования ЭПР (ЭДЭПР) наиболее перспективны для идентификации одиночных точечных центров в квантовых проволоках и, особенно, в краевых каналах квантовых ям, формирующихся в сильном магнитном поле [Dobers, 1988a, 1988b], а также - в условиях спинозависимого транспорта носителей в топологических изоляторах и полупроводниках [Hasan, 2010]. В последнем случае, как будет показано ниже, чувствительность разных версий ЭДЭПР может сильно возрасти в условиях использования микрорезонаторов, встроенных в плоскость двумерных систем [Bagraev, 2001].

1.4. Циклотронный резонанс в монокристаллическом кремнии.

Как известно, данные исследований угловых зависимостей циклотронного резонанса, ЦР, позволяют определить форму энергетической поверхности зоны проводимости и валентной зоны вблизи их краев в полупроводниковом кремнии [Dresselhaus, 1955].

Определение формы энергетической поверхности эквивалентно определению компонент тензора эффективных масс $m_{\mu\nu}^*$, поскольку

$$\frac{1}{m_{\mu\nu}^*} = h^{-2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_\mu \partial k_\nu}, \quad (1.14)$$

где ε - энергия, соответствующая состоянию носителя вблизи дна зоны проводимости для электронов или верха валентной зоны для дырок, k – волновой вектор, μ, ν – индексы декартовых координат x, y, z .

Как уже отмечалось, при циклотронном резонансе носители тока в полупроводнике движутся по спиральным орбитам около оси, направленной вдоль магнитного поля. Резонансное поглощение энергии микроволнового поля, перпендикулярного статическому магнитному полю, происходит при совпадении частоты переменного электрического поля и циклотронной частоты $f_c = \omega_c/2\pi$. Ширина линий в спектре циклотронного резонанса определяется средним временем релаксации момента, τ , которое, как указано выше, описывает рассеяние носителей тока на колебаниях решетки, атомах примеси и других дефектах. Как отмечено выше, для получения отчетливого резонанса необходимо выполнение условия $\omega_c\tau \geq 1$. Как правило, в условиях эксперимента ω_c составляет величину порядка 10^{11}с^{-1} . Поэтому, для наблюдения отчетливого резонанса требуется $\tau = 10^{-11}\text{с}$ и более. При комнатной температуре время релаксации носителей тока в полупроводниках обычно порядка $10^{-13}\text{-}10^{-15}\text{с}$. Поэтому, для получения достаточно больших значений τ , позволяющих наблюдать циклотронный резонанс, приходится работать при температурах жидкого гелия с хорошо очищенными кристаллами. Однако, даже современный уровень технологии полупроводникового кремния, который позволяет получать монокристаллы с подвижностями носителей тока более $10^3 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, не всегда удовлетворяет условиям наблюдения ЦР. Поэтому, большинство результатов по изучению ЦР связано с его регистрацией в области приповерхностного изгиба зон, в частности, на границе кремний-окисел, где подвижность носителей, как правило, на порядок больше указанной выше величины.

Частоту циклотронного резонанса электронов в кремнии можно рассчитать для случая, когда область вблизи дна зоны проводимости кремния описывается эллипсоидальными изоэнергетическими поверхностями, занимающими эквивалентные положения в k – пространстве [Dresselhaus,

1955]. Выбрав декартову систему координат таким образом, чтобы ось z была параллельна главной оси эллипсоида, будем отсчитывать компоненты волнового вектора от края энергетической зоны. Для точек k – пространства, близких к дну зоны проводимости, энергия электрона задается формулой

$$E(k) = h^2 \left(\frac{k_x^2 + k_y^2}{2m_t} + \frac{k_z^2}{2m_l} \right), \quad (1.15)$$

где m_t и m_l – параметры, характеризующие соответственно поперечную и продольную эффективные массы.

Рассматривая уровни энергии в присутствии однородного постоянного поля B , для соответствующего гамильтониана

$$H^*(P) = \left(\frac{P_x^2 + P_y^2}{2m_t} + \frac{P_z^2}{2m_l} \right), \quad (1.16)$$

необходимо решить уравнения движения

$$V = \nabla_P H^*(P), \quad (1.17)$$

$$\frac{d}{dt} P = e \left[E + \frac{1}{c} V \times H \right], \quad (1.18)$$

здесь $P = p - e\mathbf{A}/c$, где p – импульс, \mathbf{A} – векторный потенциал.

Для эллиптической поверхности:

$$V = (P_x/m_t, P_y/m_t, P_z/m_l). \quad (1.19)$$

Пусть

$$H = H(\sin\theta, 0, \cos\theta), \quad (1.20)$$

тогда уравнение движения принимает вид ($\omega_t = eH/m_t c$; $\omega_l = eH/m_l c$)

$$\begin{aligned} i\omega P_x - \omega_t \cos\theta &= 0, \\ i\omega P_y - \omega_l P_z \sin\theta + \omega_t \cos\theta &= 0, \\ i\omega P_z + \omega_t P_y \sin\theta &= 0, \end{aligned} \quad (1.21)$$

а соответствующее секулярное уравнение есть

$$\omega^2 = \omega_t^2 \cos^2\theta + \omega_t \omega_l \sin^2\theta. \quad (1.22)$$

В том случае, когда направление постоянного магнитного поля образует угол θ с продольной осью эллипсоида, представляющего энергетическую поверхность (1.15), для эффективной массы, определяемой циклотронным резонансом, имеем:

$$\left(\frac{1}{m^*}\right)^2 = \frac{\cos^2\theta}{m_t^2} + \frac{\sin^2\theta}{m_t m_l}. \quad (1.23)$$

На рис. 6а приведен типичный спектр циклотронного резонанса в кремнии при 24 ГГц и 4К [Dresselhaus, 1955]. Видны пики, обусловленные двумя разными массами для дырок и двумя для электронов; каждая электронная масса отвечает одной или нескольким эллипсоидальным энергетическим поверхностям, различно ориентированным относительно направления магнитного поля. На Рис. 7а представлены зависимости эффективной массы электронов в кремнии, полученные при 4К при изменении угла между направлением статического магнитного поля в плоскости (110) и направлением [001], лежащим в той же плоскости. Здесь же приведены теоретические кривые, рассчитанные по формуле (1.23) для $m_l = (0.97 \pm 0.02)m_0$ и $m_t = (0.19 \pm 0.01)m_0$, где m_0 – масса электрона. В кремнии энергетические поверхности у краев зоны являются эллипсоидами,

оси которых ориентированы в зоне Бриллюэна вдоль направлений [100] (рис. 6b). Поэтому при циклотронном резонансе для вращения в плоскости (100) возникают три резонансных пика. Только два пика наблюдается при вращении в плоскости (110), поскольку две пары долин перпендикулярны плоскости вращения и вырождены.

Аналогично может быть определен тензор эффективной массы дырок, хотя структура края валентной зоны кремния имеет довольно сложный вид. Потолок валентной зоны лежит у центра зоны Бриллюэна ($k=0$), причем в этой точке состояние (без учета спина) трехкратно вырождено. Вырожденные волновые функции у края зоны имеют трансформационные свойства p -орбит, локализованных на узлах решетки, имеющей структуру алмаза. Энергетические поверхности определяются уравнением:

$$E(k) = Ak^2 \pm \sqrt{(Bk^2)^2 + C^2(k_x^2k_y^2 + k_y^2k_z^2 + k_z^2k_x^2)}. \quad (1.24)$$

Константы A , B , C – определяются из экспериментальных данных. Два знака перед корнем дают две поверхности, одной из которых отвечают тяжелые, а другой – легкие дырки. Каждый корень уравнения встречается дважды, так что каждая из двух зон дважды вырождена, что является следствием симметрии структуры алмаза относительно центра инверсии. Возникновение дырок с двумя различными массами связано с разной кривизной краев валентной зоны. Изоэнергетические поверхности, описываемые уравнением (1.24) при $C \neq 0$, являются несферическими. “Деформированный” характер изоэнергетических поверхностей вблизи края валентной зоны оказывает сложное влияние на частоту циклотронного резонанса. Только для эллипсоидальных поверхностей существует единственная циклотронная частота при данной ориентации постоянного магнитного поля относительно осей эллипса. В остальных случаях имеет место некоторое распределение резонансных частот. В классическом

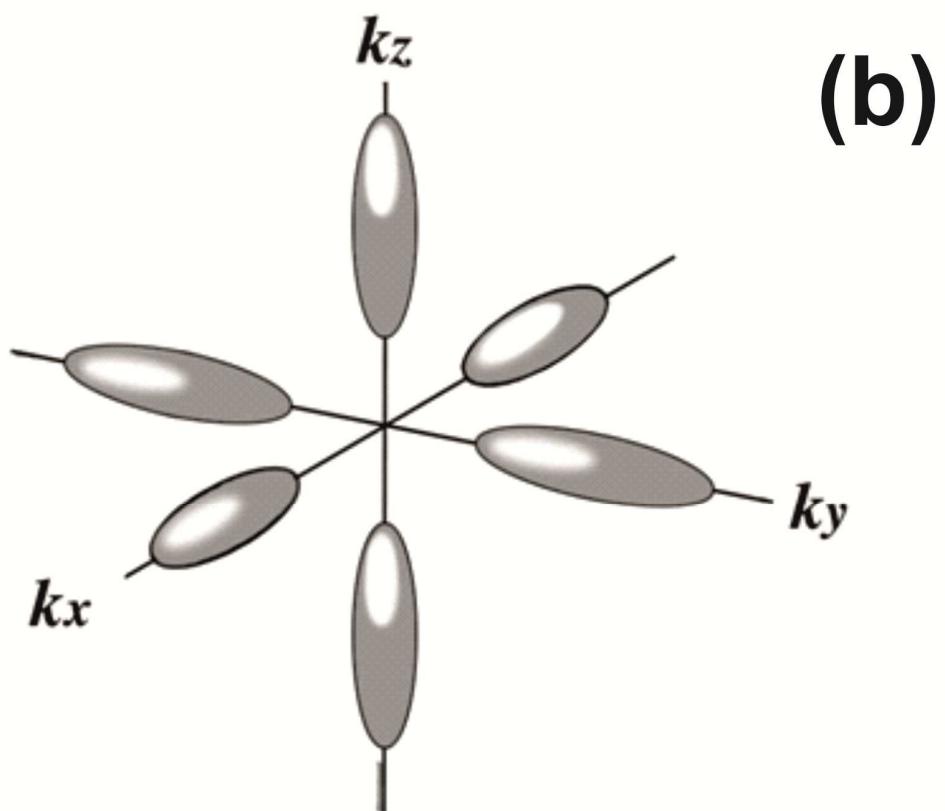
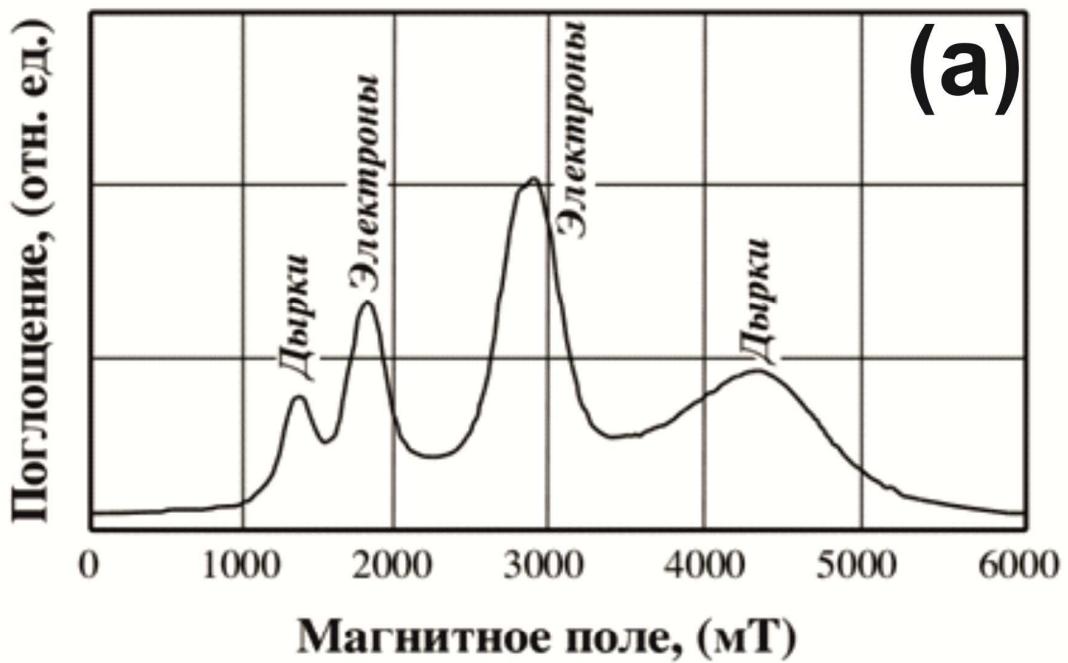


Рис. 6. (а) Характерный спектр циклотронного резонанса носителей тока в объеме кремния при $\nu = 24\text{ГГц}$ и $T=4\text{К}$ [Dresselhaus, 1955]. Магнитное поле ориентировано в плоскости (100) под углом 30° к оси [100]. (б) Эллипсоиды постоянной энергии для электронов в объеме кремния ($m_l/m_t=5$).

приближении магнитное поле не меняет энергию частицы, движущейся по изоэнергетической поверхности. Равным образом не меняется проекция (P_H) вектора импульса P на направление магнитного поля $P = \hbar k$. Движение частицы ограничено интервалами dP_H около P_H и dE около E . Эффективная масса дырки при циклотронном резонансе в этой замкнутой области определяется выражением:

$$m^* = \frac{\hbar^2}{A \pm B} \left(1 \pm \frac{C^2(1 - 3\cos^2\theta)^2}{64B(A \pm B^*)} \right), \quad (1.25)$$

где $B^* = (B^2 + C^2/4)^{1/2}$, для вращения в плоскости (110). Если вместо $(1 - 3\cos^2\theta)$ подставить $(4 - 3\sin 2\theta)$, то полученное выражение будет соответствовать случаю вращения магнитного поля в плоскости (100).

На Рис. 7b приведены экспериментальные зависимости эффективной массы для дырок в кремнии. Здесь же представлены теоретические кривые, вычисленные по формуле (1.25) с учетом постоянных $A = -(5.0 \pm 0.2)\hbar^2/2m$, $|B| = -(1.1 \pm 0.5)\hbar^2/2m$, $|C| = -(5.0 \pm 0.2)\hbar^2/2m$.

Эффективная масса легких и тяжелых дырок должна составлять $0.16m_0$ и $0.5m_0$, соответственно, где m_0 – масса электрона. Кроме того, наблюдается некоторая анизотропия, легко обнаруживаемая для тяжелых дырок [Dresselhaus, 1955].

Следует отметить, спектральные линии ЦР электронов и дырок в кремнии, зарегистрированные Дрессельхаузом и его коллегами, были достаточно узкими [Dresselhaus, 1955]. Поэтому значение времени релаксации момента, извлеченное из полуширины линий ЦР, оказалось достаточно большим, $10^{-11} - 5 \cdot 10^{-11}$ с, что было неожиданно, принимая во внимание данные холловских измерений, которые показывали величины на порядок ниже. В течение долгого времени не было объяснение данного противоречия: по какой причине ЦР был зарегистрирован в условиях, когда

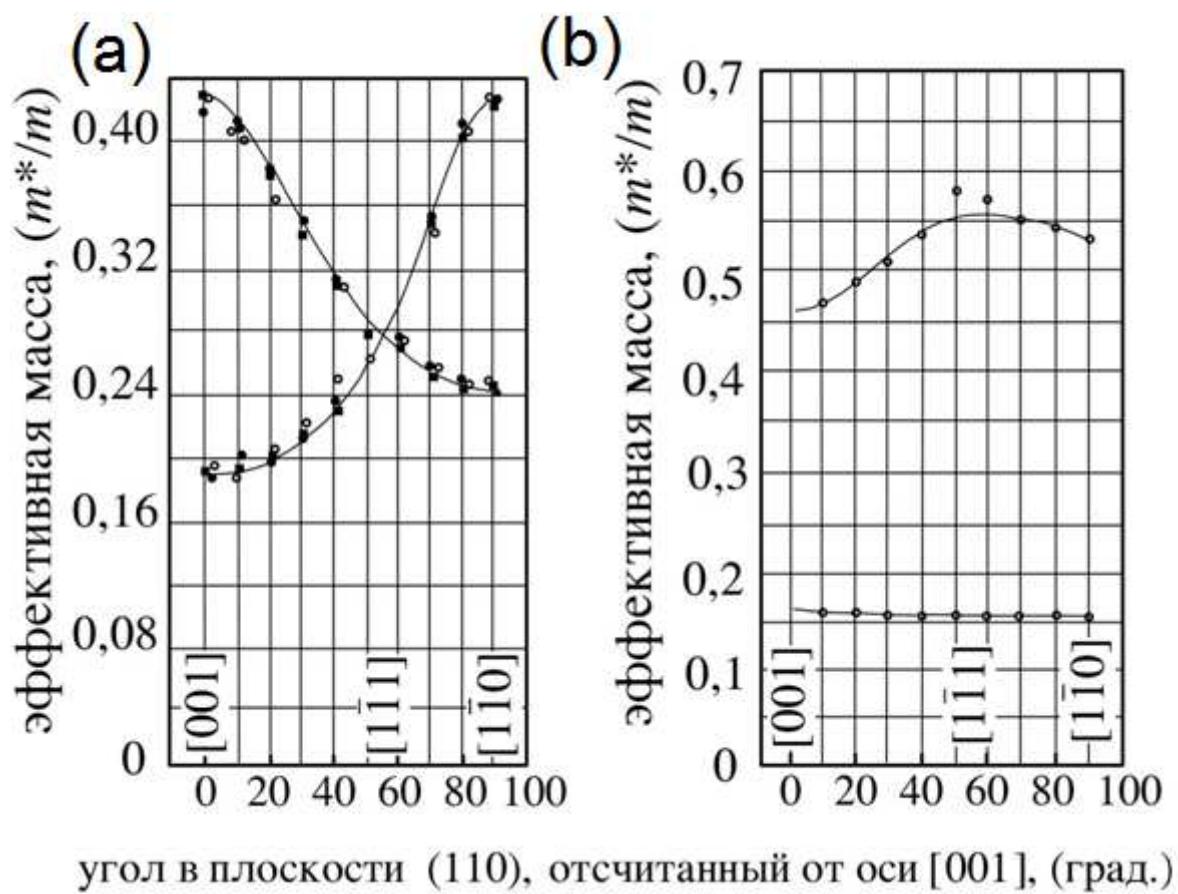


Рис. 7. Эффективная масса электронов (а) и дырок (б) в объеме кремния при $T=4\text{K}$ [Dresselhaus, 1955]. Магнитное поле ориентировано в плоскости (110).

его не должны были обнаружить. Лишь спустя сорок лет было показано, что в первых измерениях ЦР регистрировался в германии и кремнии в области приповерхностного изгиба зон, внутри которой время релаксации момента на порядок больше, чем в объеме [Gehlhoff, 1995a]. В этом случае необходимо, кроме угловой зависимости позиций линий ЦР, регистрировать еще и угловую зависимость их амплитуды. Однако авторы первых работ по регистрации ЦР в полупроводниках никогда ее не показывали. Как оказалось, максимум амплитуды ЦР электронов и дырок, находящихся в области приповерхностного изгиба зон, проявляется при направлении магнитного поля перпендикулярно поверхности монокристаллического кремния независимо от ее кристаллографической ориентации, тогда как минимум амплитуды ЦР возникает в магнитном поле, параллельном ее плоскости [Gehlhoff, 1995a]. Соответственно, чем уже приповерхностный изгиб зон, тем более резкая угловая зависимость его амплитуды регистрируется в измерениях угловых зависимостей.

Наиболее ярко данный эффект проявился при регистрации ЦР носителей в сверхузких кремниевых квантовых ямах (СККЯ), полученных на поверхности Si (100) [Gehlhoff, 1995a; Баграев, 2002]. Вместе с тем, время релаксации момента носителей в СККЯ оказалось аномально высоким, особенно для тяжелых дырок, $> 5 \cdot 10^{-10}$ с, хотя обычно оно в сверхузких квантовых ямах укорачивается вследствие влияния границ раздела квантовая яма-барьер. В дальнейшем этот, на первый взгляд парадоксальный результат, особенно, если принять во внимание уровень легирования д-барьеров бором, $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, получил объяснение в процессе исследования электрических, магнитных и оптических свойств СККЯ, результаты которых обсуждаются в следующей главе.

Выводы.

В твердом теле, помещенном в магнитное поле, непрерывный спектр энергий свободных носителей квантуется, в результате возникает дискретный набор уровней Ландау. Квантование Ландау в первую очередь отражается на транспортных характеристиках образца, при выполнении критерия “сильного поля”, начинают проявляться осцилляции Шубникова – де Гааза и де Гааза – ван Альфена на зависимостях магнетосопротивления и магнитной восприимчивости соответственно.

При помещении образца во внешний резонатор, приложении СВЧ или оптической накачки и выполнении критерия “сильного поля” может быть зарегистрирован циклотронный резонанс носителей тока посредством регистрации поглощения мощности накачки.

Вследствие взаимодействия неспаренного электрона с магнитным полем и магнитным моментом ядра спектр энергетических уровней атома разделяется на зеемановские подуровни и подуровни сверхтонкого взаимодействия. Возбуждение СВЧ накачкой приводит к возможности наблюдения переходов между различными подуровнями, эти переходы определяются правилами отбора. Совокупность переходов определяет спектр электронного парамагнитного резонанса, также измеряемого посредством регистрации потерь накачки.

Глава 2. Получение и свойства сверхузких кремниевых квантовых ям

2.1. Самоупорядоченные кремниевые квантовые ямы на поверхности Si (100)

Изучение миграции первичных дефектов в монокристаллическом кремнии показало, что формирование слоев окисла на его поверхности способствует генерации избыточных потоков собственных междуузельных атомов и вакансий, которые имеют выделенное кристаллографическое направление соответственно вдоль осей $<111>$ и $<100>$ (рис. 11а) [Frank, 1984; Goesele, 1988; Bagraev, 1997, 2001; Robertson, 1983]. На начальной стадии окисления, образование тонкого слоя окисла сопровождается генерацией избыточных междуузельных атомов кремния, которые способны формировать небольшие микродефекты, тогда как противоположно направленные потоки вакансий приводят к их аннигиляции (рис. 8а). Так как истоки и стоки избыточных междуузельных атомов и вакансий на окисляющейся поверхности кремния (100) располагаются соответственно вблизи положительно и отрицательно заряженных реконструированных кремниевых оборванных связей [Robertson, 1983], следует ожидать, что размеры микродефектов в форме пирамид, состоящих из собственных междуузельных атомов, должны быть порядка 2 нм. Поэтому распределение микродефектов, созданных на начальной стадии окисления, по-видимому, представляет собой модификацию фрактала типа салфетки Серпинского со встроенной продольной сверхузкой кремниевой квантовой ямой (СККЯ) (рис. 8б и 9а).

Следует отметить, что фрактальное распределение микродефектов воспроизводится при дальнейшем окислении поверхности кремния (100). Причем, размеры отдельных микродефектов, зародышами которых являются P_b -центры [Poindexter, 1988], увеличиваются со временем окисления (рис. 8с).

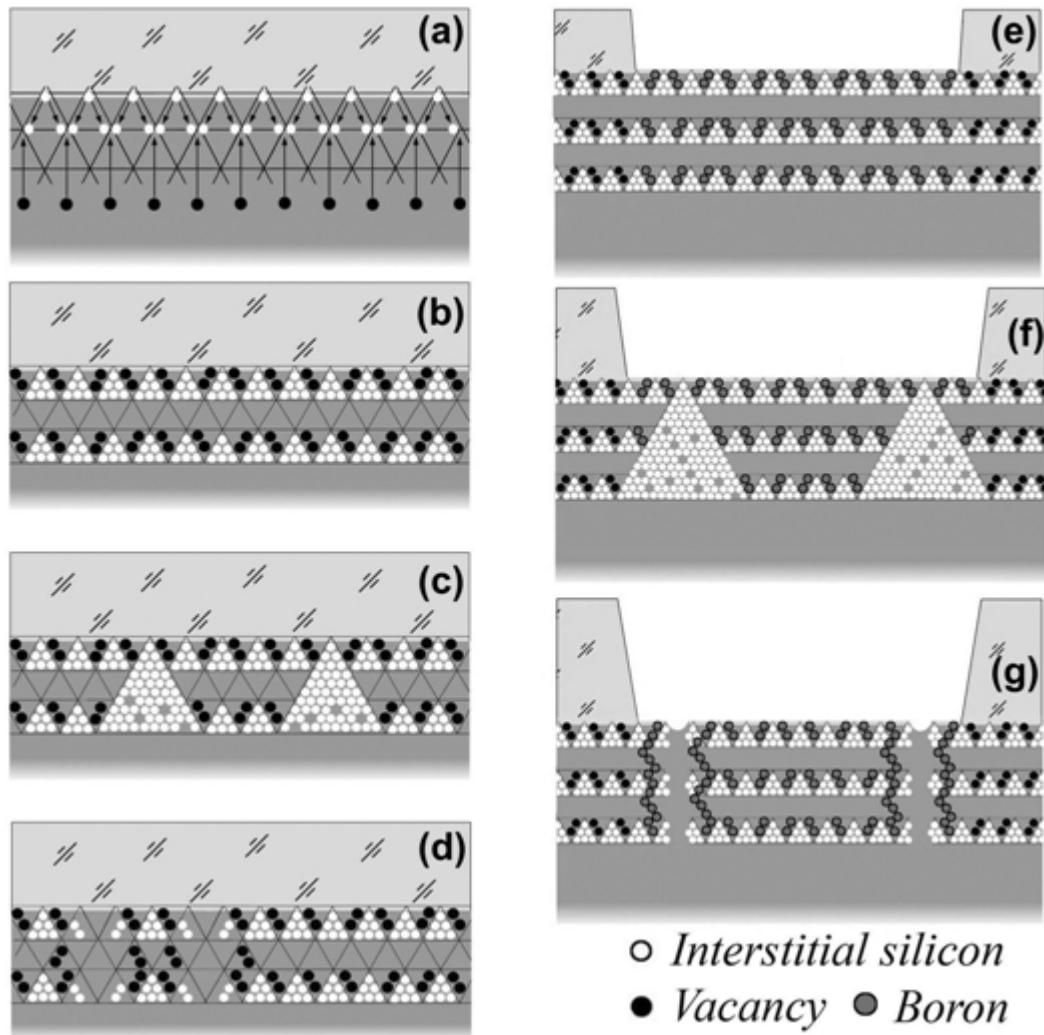


Рис. 8. Схема получения самоупорядоченных кремниевых квантовых ям (СККЯ) на поверхности Si (100) в условиях инжекции собственных междоузельных атомов кремния (белые кружки) и вакансий (черные кружки) в процессе предварительного окисления ((a), (b), (c) и (d)) и последующей диффузии бора ((e), (f) и (g)): (a) - избыточные потоки собственных междоузельных атомов кремния и вакансий, которые генерируются в процессе предварительного окисления поверхности Si (100) и кристаллографически ориентированы соответственно вдоль осей [111] и [100]. (b) и (d) - схема продольных и поперечных СККЯ, которые возникают между слоями микродефектов, формирующихся из собственных междоузельных атомов кремния на стадии получения соответственно тонкого (b) и толстого (c) слоя окисла на поверхности Si (100). Кроме того, в процессе получения средних и толстых слоев окисла на поверхности Si (100) осуществляется фрактальная самоорганизация микродефектов (c). (e), (f) и (g) - схема последующей пассивации микродефектов в СККЯ в условиях кратковременной диффузии бора по вакансионному механизму (темные области) в рамках планарной кремниевой технологии.

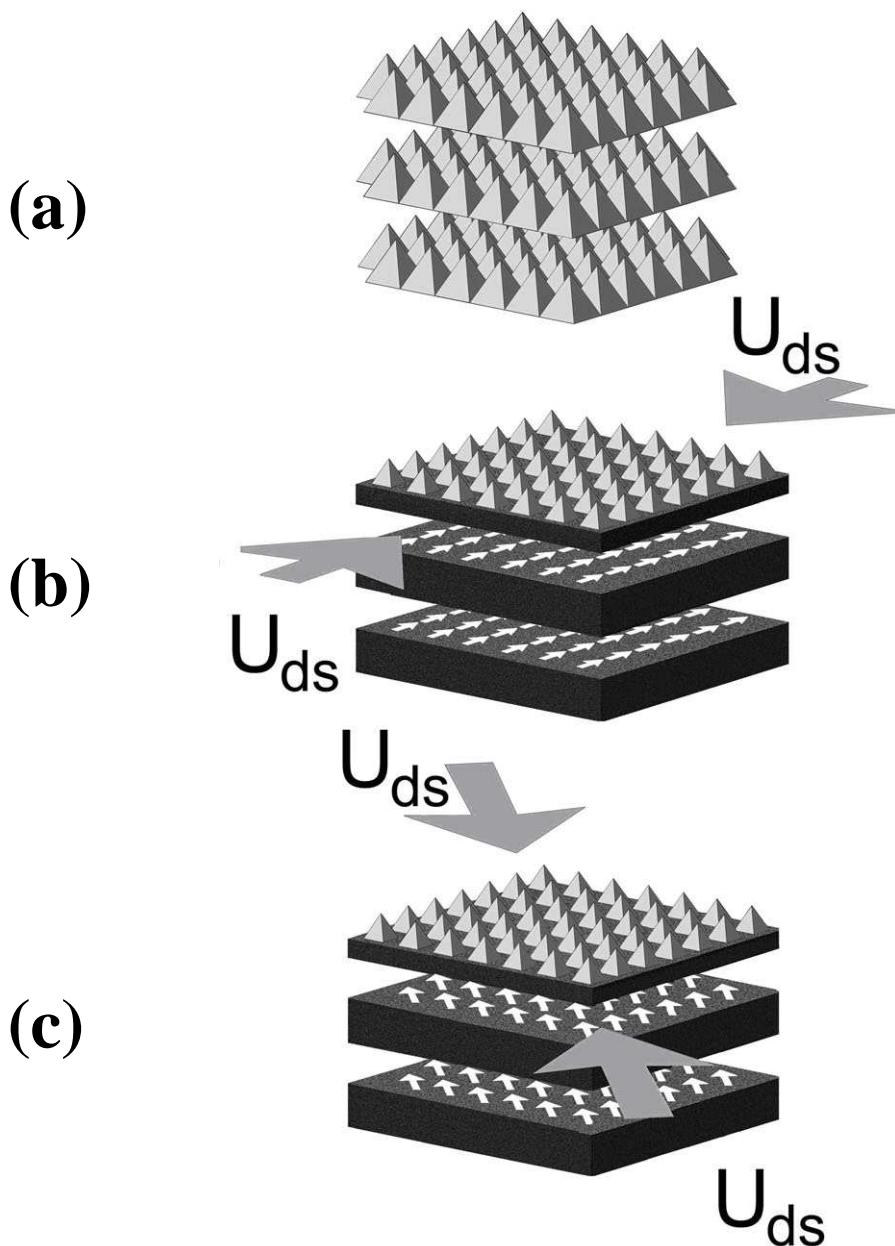


Рис. 9. Трехмерное изображение продольных СКЯ, сформированных между слоями микродефектов (а), которые трансформируются в нейтральные δ -барьеры после пассивации в условиях кратковременной диффузии бора по вакансионному механизму (б), (с). Белые стрелки показывают направление упорядочения примесных диполей бора внутри δ -барьеров в условиях напряжения исток-сток, приложенного вдоль кристаллографических осей [001] (б) и [011] (с).

[Bagraev, 2001, 2004]. Получение толстых слоев окисла приводит, однако, к преобладающей генерации вакансий окисленной поверхностью и следовательно к разрушению микродефектов, которое сопровождается самоорганизацией поперечных кремниевых квантовых ям (рис. 8d) [Баграев, 2002, 2005].

Несмотря на то, что как продольные, так и поперечные кремниевые квантовые ямы, внедренные во фрактальную систему микродефектов, представляют большой интерес для использования в качестве основы для оптически и электрически активных микрорезонаторов в опто- и наноэлектронике, присутствие оборванных связей на их границах является негативным фактором для практической реализации подобных структур. Поэтому, для пассивации оборванных связей и других дефектов, созданных в процессе предварительного окисления подложек кремния (100), целесообразно применить последующую кратковременную диффузию бора, которая может привести к трансформации слоев микродефектов в нейтральные δ-барьеры, ограничивающие СКЯ (рис. 8e, f, g, и рис. 9b, c).

В настоящей работе с этой целью использовались подложки кремния (100) *n*-типа проводимости толщиной 0.35 мм с удельным сопротивлением 500 Ом·см и 20 Ом·см, которые были предварительно окислены при температуре 1150°C в атмосфере сухого кислорода, содержащей пары CCl_4 . Толщина слоев окисла зависит от длительности процесса окисления, которая варьировалась в пределах от 20 минут до 24 часов. В дальнейшем, для получения и исследования продольных СКЯ основное внимание уделялось образцам с тонким окислом, 0.22 мкм, в котором с помощью фотолитографии вскрывались окна в холловской геометрии для проведения кратковременной диффузии бора из газовой фазы при $T_{\text{диф}}=900^\circ\text{C}$. Известно, что при данной температуре устанавливается паритет между различными диффузионными механизмами [Баграев, 2002; Frank, 1984; Bagraev, 1997, 2001], приводящий к резкому замедлению диффузии бора в кремнии, что способствует оптимальной пассивации слоев микродефектов, ограничивающих СКЯ (рис.

8e, f, g, и рис. 9b, c). Следует отметить, что микродефекты в форме пирамид, состоящих из собственных междуузельных атомов, которые проявлялись на стадии химического травления [Bagraev, 2001] и не исчезали после кратковременной диффузии бора (рис. 8e).

Анализ полученных сверхмелких профилей концентрации бора, проведенный методом масс-спектрометрии вторичных ионов (ВИМС) [Zalm, 1995], показал, что их глубина не превышала 8 нм в условиях паритета вкладов kick-out и вакансионного механизмов диффузии бора (рис. 10b) [Баграев, 2002; Bagraev, 1997, 2001, 2004]. Таким образом, глубина диффузионных профилей практически соответствовала ожидаемому вертикальному размеру самоупорядоченной кремниевой наноструктуры, состоящей из продольной СККЯ, ограниченной δ-барьерами (рис. 8c, 9b, и рис. 10b, кривая 1). В свою очередь, наличие кремниевой квантовой ямы *p*-типа проводимости на поверхности кремния (100) *n*-типа контролировалось с помощью четырехзондового метода в условиях послойного стравливания (рис. 11) [Баграев, 2002, 2005], тогда как при использовании для этой цели ВИМС-методики возникали определенные трудности, обусловленные ограничениями ее разрешающей способности и сглаживанием сверхмелкого диффузионного профиля вследствие диффузии примесных атомов под ионным пучком [Bagraev, 1997, 2001].

Характеристики одиночной СККЯ *p*-типа проводимости были идентифицированы по данным угловых зависимостей циклотронного резонанса (ЦР) электронов и дырок при вращении магнитного поля в плоскости {110}, перпендикулярной плоскости диффузионного профиля бора на поверхности кремния (100) (рис. 12а и b) [Gehlhoff, 1995a, 1995b]. Причем, гашение и сдвиг линий ЦР, зарегистрированных с помощью ЭПР спектрометра (X-band, 9.1 ÷ 9.5 ГГц), продемонстрировали 180°-ую симметрию при ориентации магнитного поля параллельно плоскости полученного сверхмелкого профиля бора, что однозначно указывали на ориентацию квантовой ямы параллельно плоскости (100) (рис. 12а).

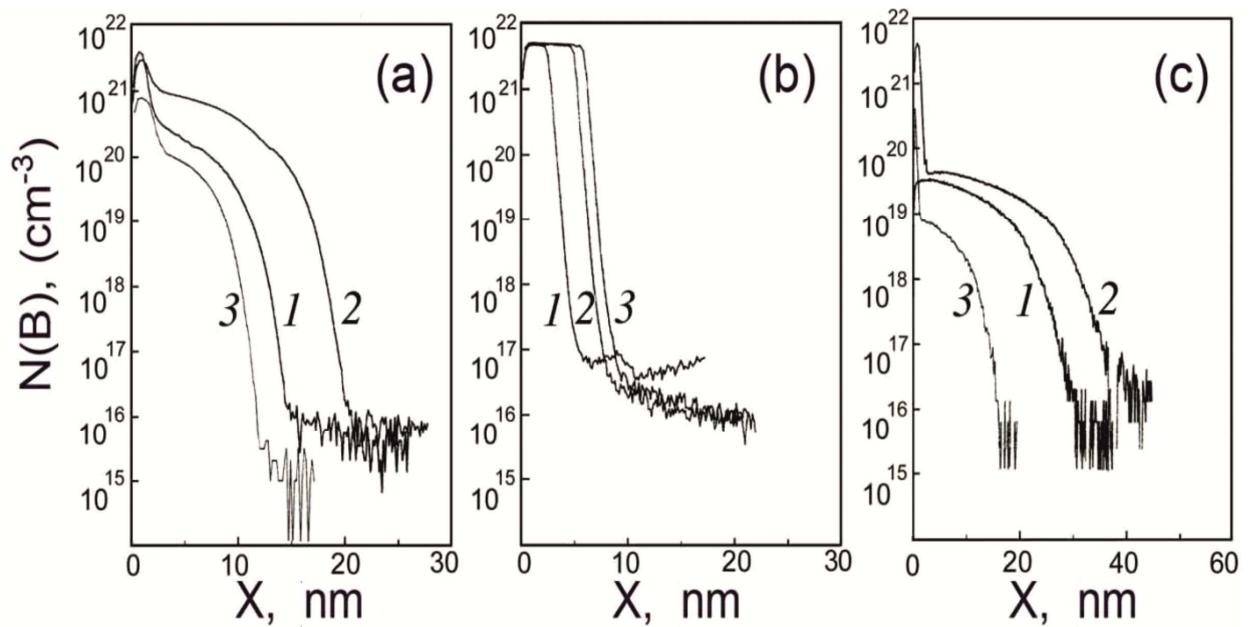


Рис. 10. Сверхмелкие профили бора в кремнии n-типа, полученные при разных температурах диффузии $T_{\text{дифф}}$ после предварительного нанесения слоя окисла на обе стороны пластины кремния (100). Толщина слоя окисла d_{SiO_2} определялась временем окисления кремниевой пластины. d_0 соответствует средней толщине слоя окисла, при которой достигается паритет между kick-out и вакансационными механизмами примесной диффузии. $d_{SiO_2}/d_0 = 1.-0.17; 2.-1.0; 3.-1.28; T_{\text{дифф}}, ^\circ\text{C} = (\text{а}) - 800; (\text{б}) - 900; (\text{с}) - 1100.$

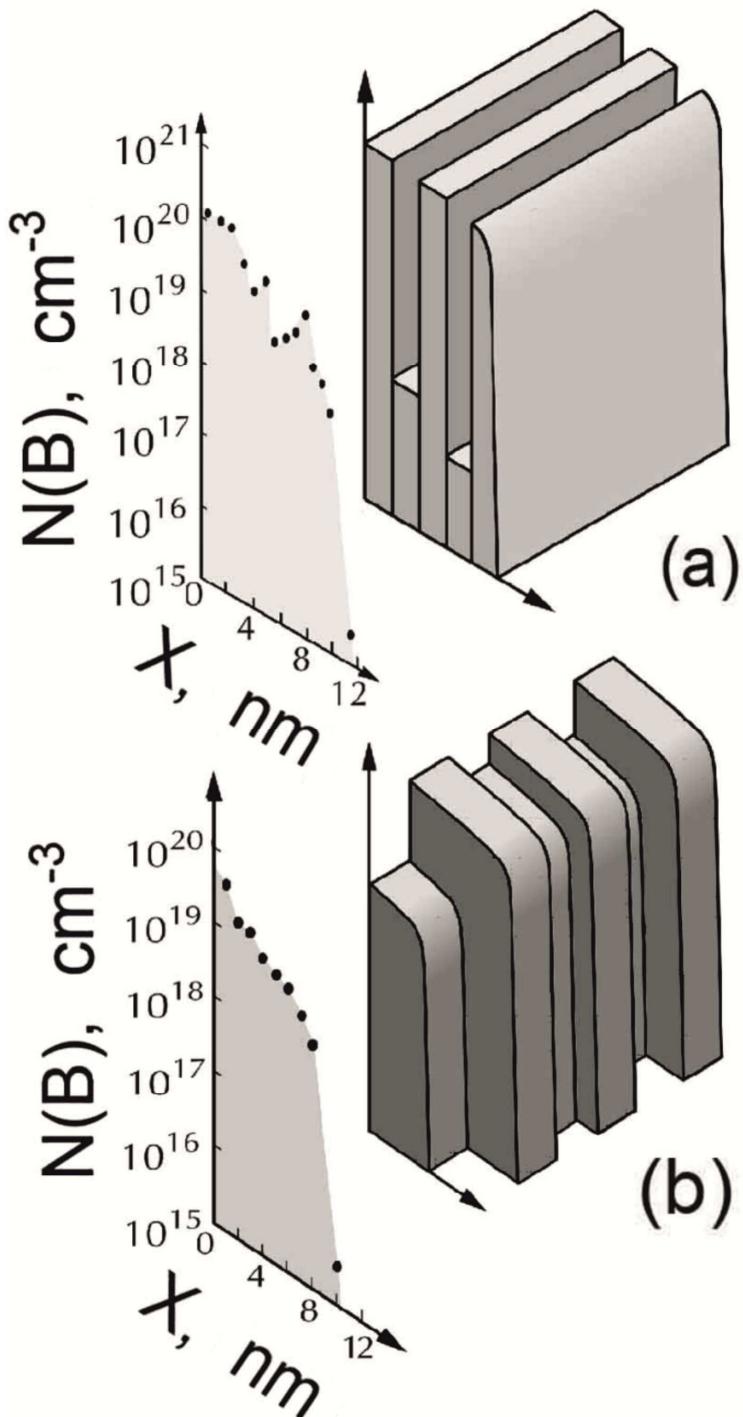


Рис. 11. Сверхмелкие профили бора в кремнии n-типа, с ориентацией подложки (100), сформированные при температурах диффузии $T_{\text{дифф}} = 900^\circ\text{C}$ (а) и 800°C (б) и проанализированные путем прецизионного послойного стравливания с последующим четырехзондовым измерением поверхностного сопротивления легированного слоя. На вкладках - соответствующие модели полученных профилей, состоящих из продольных (а) и поперечных (б) квантовых ям, параллельных и перпендикулярных плоскости $p^+ - n$ перехода, соответственно.

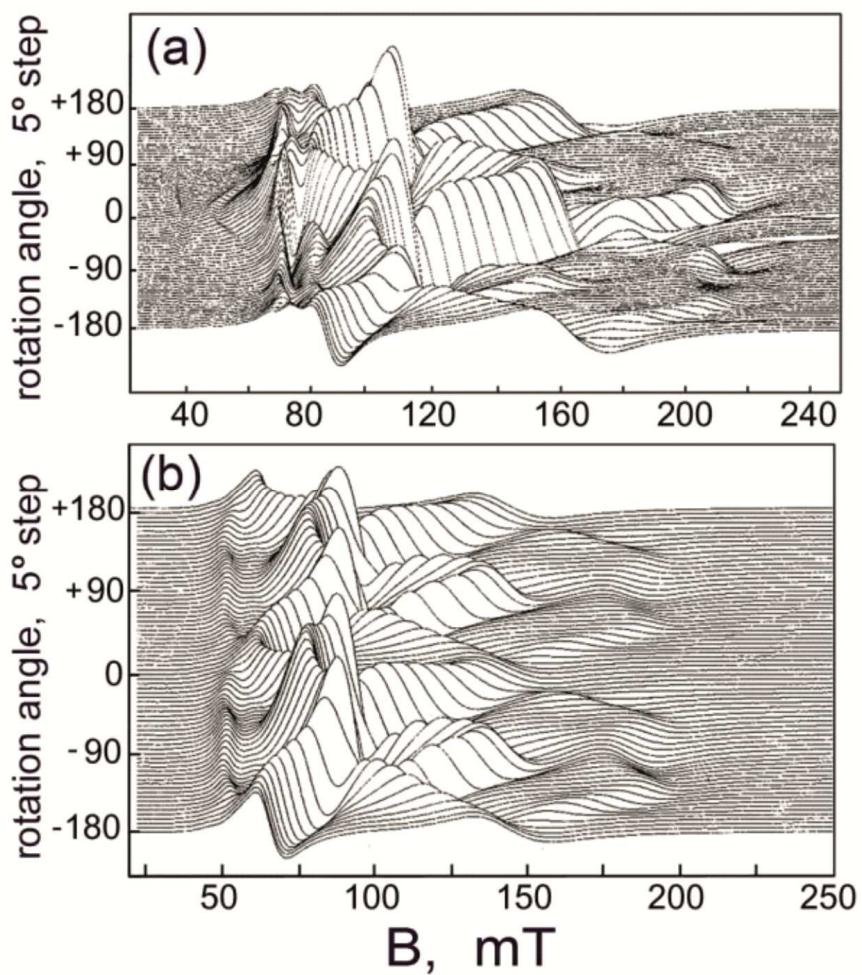


Рис. 12. Угловые зависимости циклотронного резонанса носителей тока в сверхмелких диффузионных профилях бора, полученных на поверхности Si (100) при $T_{\text{дифф}} = 900^{\circ}\text{C}$ (а) и 1100°C (б). $T = 3.9\text{ K}$, $v=9.45$ ГГц. Внешнее магнитное поле приложено в плоскости (110), перпендикулярной (100)-поверхности образца. 0° и $\pm 90^{\circ}$ – соответствуют направлениям магнитного поля параллельно и перпендикулярно поверхности образца.

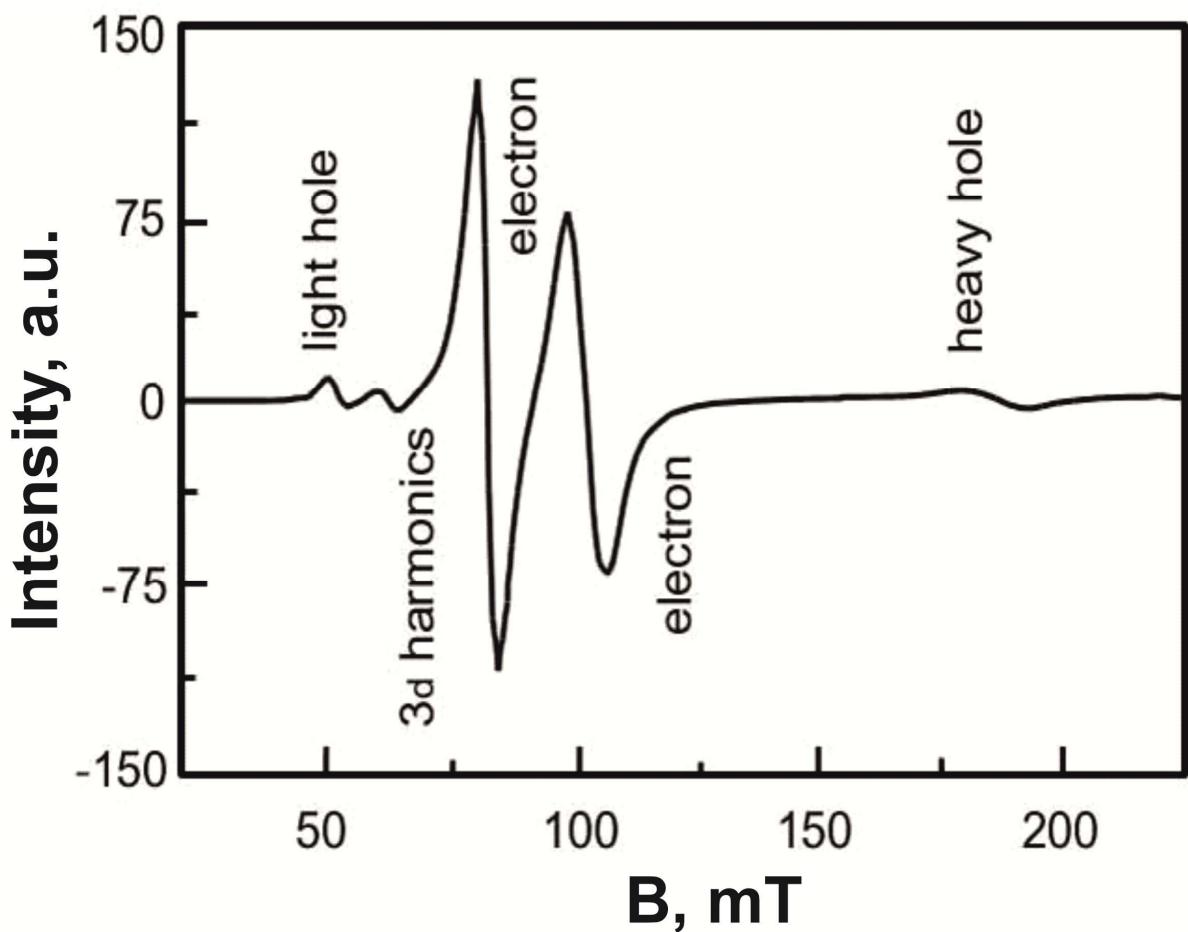


Рис. 13. Спектр циклотронного резонанса в СККЯ *p*-типа, сформированной между δ -барьерами на поверхности кремния (100) *n*-типа. Магнитное поле внутри плоскости {110} перпендикулярно плоскости СККЯ {100} ($B \parallel <100> + 30^\circ$); $T = 4.0$, $v = 9.45$ ГГц.

Обнаруженные спектры ЦР состоят из необычно узких линий (рис. 13), что свидетельствует о значительном увеличении времени спин-решеточной релаксации неравновесных электронов и дырок в СККЯ в сравнении с аналогичными данными для объемных образцов кремния. Значения времен релаксации, оцененные из ширины спектральных линий ЦР для электронов, $\tau \approx 7 \cdot 10^{-10}$ с, для легких, $\tau \approx 5 \cdot 10^{-10}$ с, и тяжелых, $\tau \geq 5 \cdot 10^{-10}$ с, дырок напрямую свидетельствуют о высокой подвижности двумерных носителей тока, $\mu \geq 200 \text{ м}^2/\text{Вс}$ [Баграев, 2002; Gehlhoff, 1995a]. Этот результат является достаточно неожиданным, принимая во внимание уровень легирования бором δ -барьеров, $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, между которыми сформирована квантовая яма. Для его объяснения были использованы данные ЭПР, которые показали, что сильнолегированные δ -барьеры демонстрируют необычные сегнетоэлектрические свойства, поскольку состоят из тригональных примесных диполей $B^+ - B^-$ (рис. 14, 15) [Баграев, 2002; Bagraev, 1997].

Результаты исследований СККЯ p -типа на подложке Si (100) n -типа, полученные с помощью сканирующей тунNELьной микроскопии (СТМ), показали, что ограничивающие ее сильнолегированные бором, $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, δ -барьеры действительно представляют собой чередующуюся последовательность нелегированных тетраэдрических микродефектов и легированных квантовых точек с размерами, ограниченными 2 нм (см. рис. 8e и 16c). Кроме того, СТМ изображения демонстрируют, что отношение между размерами междуузельных микродефектов, формирующими на различных стадиях окисления поверхности Si (100), является постоянной величиной равной 3.3, тем самым, идентифицируя самоупорядочение этих микродефектов как результат самоорганизации фрактального типа (рис. 8f и 16a-c). Анализ СТМ изображения дает возможность предположить, что минимальный размер наблюдаемых микродефектов междуузельного типа, 2 нм, согласуется с параметрами, предсказанными в тетрагональной модели кластера Si₆₀ [Li, 2000] (рис. 16c). Причем каждая легированная квантованная точка, локализованная между тетраэдрическими микродефектами, по данным

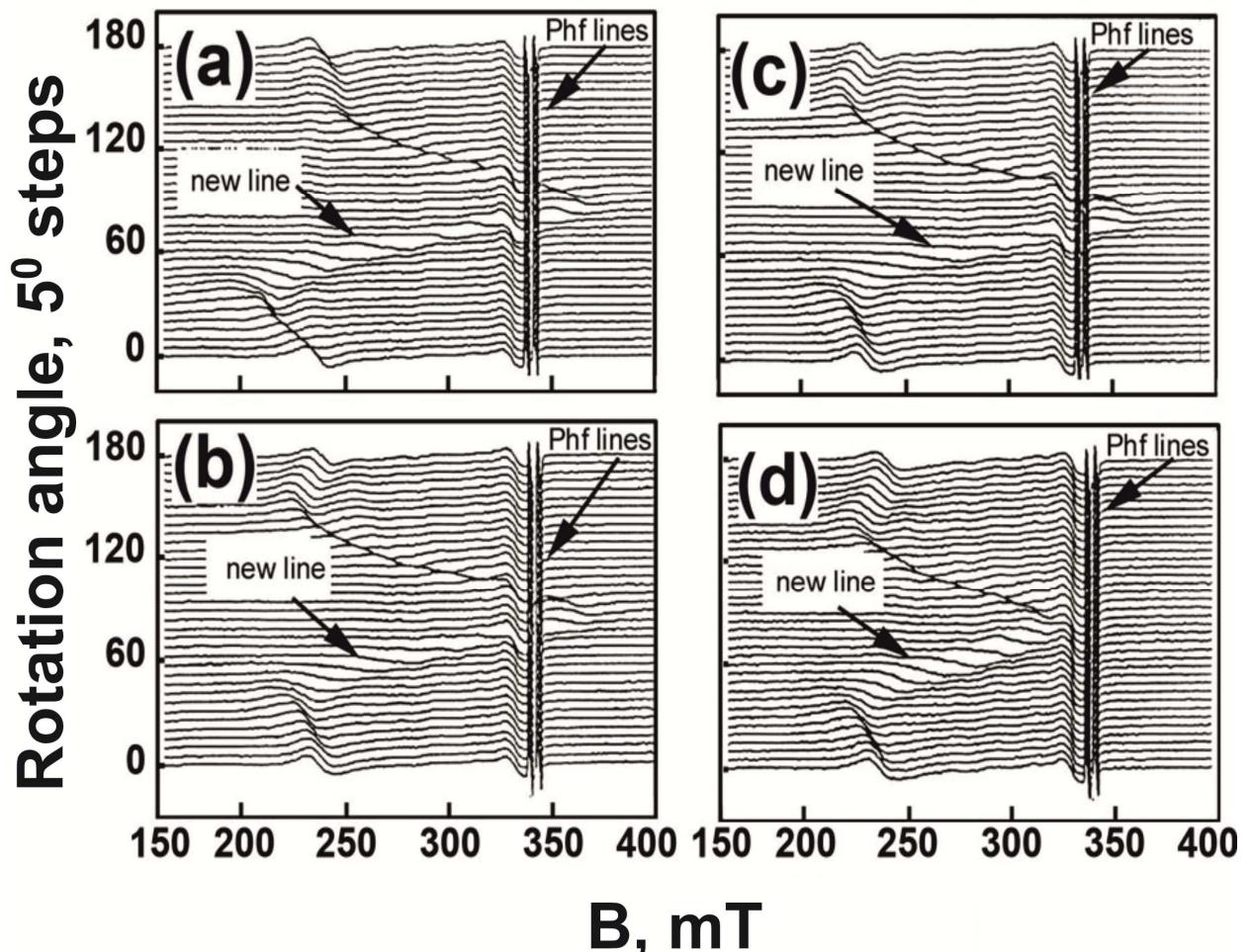


Рис. 14. Угловые зависимости спектра ЭПР тригонального центра внутри сверхмелкого диффузионного профиля бора, состоящего из самоупорядоченных квантовых ям, после охлаждения во внешнем магнитном поле $B_c \geq 0.22$ Т. Сверхмелкий диффузионный профиль бора сформирован на кремниевой подложке n -типа с ориентацией рабочей поверхности (100) при температуре диффузии $T_{\text{дифф}} = 1100^\circ\text{C}$. $B_c \parallel <110>$ (а), $\parallel <112>$ (б), $\parallel <111>$ (с, д). Вращение магнитного поля в плоскости {110}, перпендикулярной {100} - поверхности подложки. ($0^\circ, 180^\circ = B_c \parallel$ поверхности подложки, $90^\circ = B_c \perp$ поверхности подложки), $v = 9.45$ ГГц, $T = 14$ К (а, б, с) и $T = 21$ К (д).

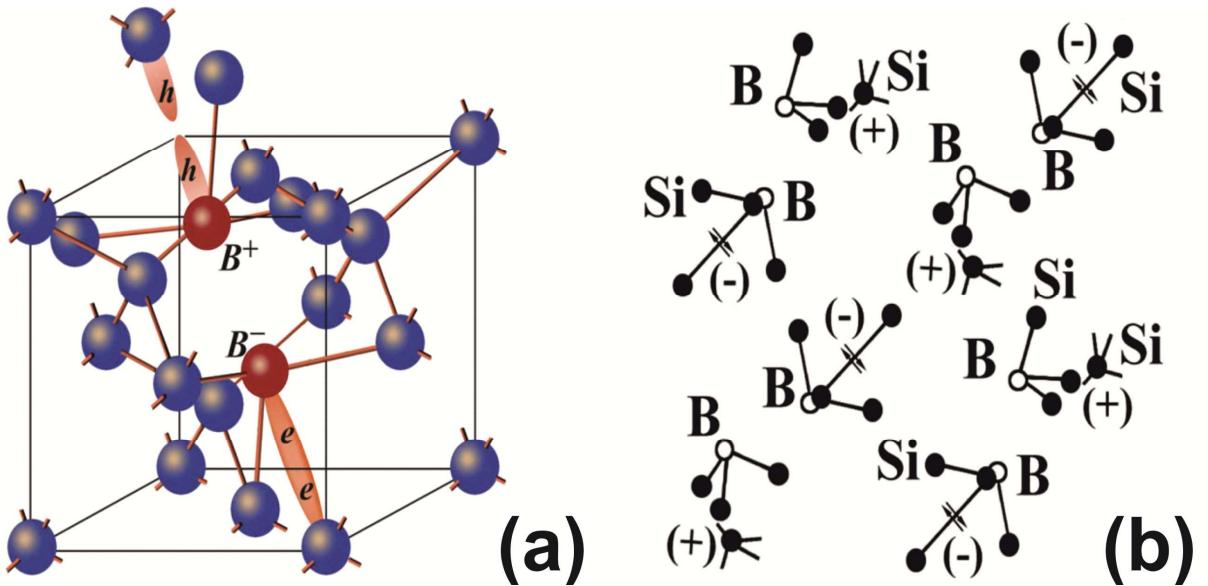


Рис. 15. (а) - Модель реконструкции мелких акцепторов бора, которая сопровождается формированием тригональных дипольных центров бора, B^+ - B^- , с отрицательной корреляционной энергией. (б) – двумерная подрешетка дипольных центров бора, чередующихся с нелегированными микродефектами, которая является основой формирования наноструктурированных δ -барьеров, ограничивающих СКЯ в сандвич-наноструктуре на поверхности Si (100).

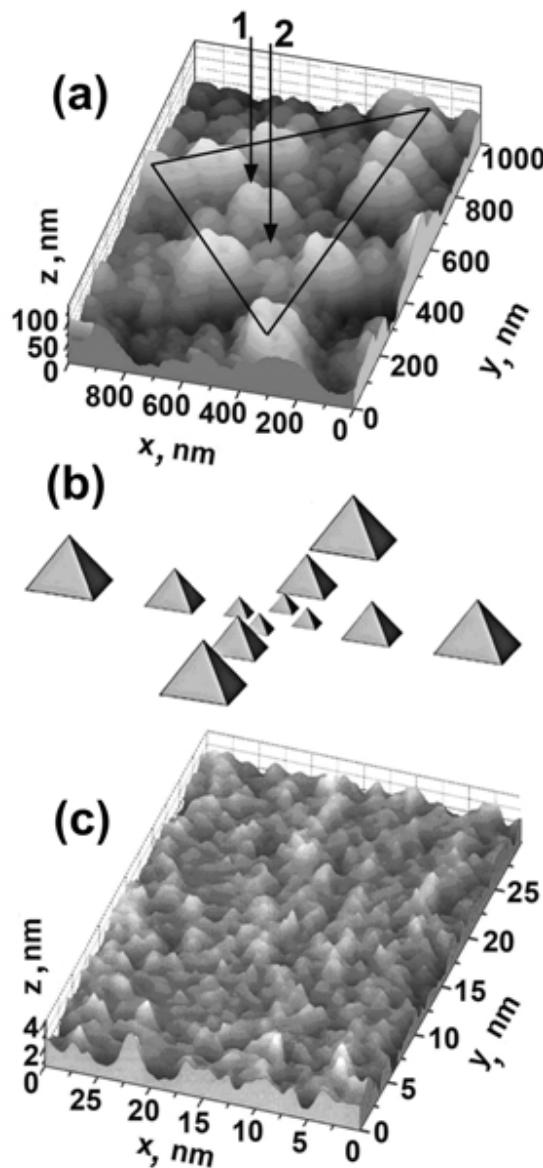


Рис. 16. (а) - Трехмерное изображение сильнолегированного бором δ -барьера, ограничивающего СККЯ p -типа на поверхности Si (100) n -типа с предварительно нанесенным средним слоем окисла, полученное с помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). $X \parallel [001]$, $Y \parallel [010]$, $Z \parallel [100]$. Сплошная линия, образующая треугольник, а также стрелки отмеченные цифрами 1 и 2, выявляют микродефекты, состоящие из междуузельных атомов кремния, с размерами 740 нм, 225 нм и 68 нм, соответственно, которые свидетельствуют о наличии их фрактальной самоорганизации. (б) – модель самоупорядоченной системы микрорезонаторов, сформированной в условиях фрактальной самоорганизации микродефектов на поверхности Si (100). (с) – фрагмент трехмерного СТМ - изображения, который демонстрирует микродефекты минимального размера, 2 нм, возникающие на стадии самоорганизации сильнолегированных бором δ -барьеров, ограничивающих СККЯ p -типа на поверхности Si (100) n -типа с предварительно нанесенным средним слоем окисла.

ЭПР содержит два примесных атома бора, реконструированных в тригональный дипольный центр (рис. 15а и б) [Баграев, 2002]. Тригональный спектр ЭПР возникает в этом случае вследствие синглет-триплетного перехода в системе дырочных биполяронов малого радиуса, который индуцируется обменным взаимодействием через двумерные дырки в СККЯ [Баграев, 2002].

В рамках предложенной модели, реконструкция мелких акцепторов бора, приводящая к образованию нейтральных дипольных центров: $2B^0 \rightarrow B^+ + B^-$, должна сопровождаться формированием корреляционной энергетической щели в плотности состояний вырожденного двумерного дырочного газа [Bagraev, 2006, 2008a; Баграев, 2002]. Следует отметить, что подрешетка биполяронов (рис. 15б) ответственна не только за возникновение корреляционной энергетической щели, но и определяет строение одноэлектронной зонной схемы сильнолегированных бором δ -барьеров, ограничивающих СККЯ [Bagraev, 2008a].

2.2. Электрические и оптические свойства сверхузких кремниевых квантовых ям

Электростатическое упорядочение реконструированных примесных диполей внутри δ -барьеров в условиях внешнего электрического поля, приложенного вдоль различных кристаллографических осей в плоскости СККЯ (рис. 9б и с, 15б), создает поперечные ограничения для движения носителей тока, что, как оказалось, приводит к угловой зависимости проводимости (рис. 17). Причем, обнаруженные максимумы значений проводимости при ориентации внешнего электрического поля вдоль осей [010], [001] и [011] соответствуют кристаллографическим направлениям, которые наиболее энергетически выгодны в условиях квадратичного эффекта Штарка на реконструированном глубоком центре [Bagraev, 1988, 1992]. Поэтому, наличие δ -барьеров с сегнетоэлектрическими свойствами сделало

возможным, в частности, наблюдение квантовой лестницы проводимости с помощью конструкции расщепленного затвора, как при нулевом, так и отличном от нуля напряжении затвора [Баграев, 2002; Bagraev, 2000]. Кроме того, электростатическое упорядочение примесных диполей, которое определяет поперечное ограничение движения носителей тока вдоль плоскости квантовой ямы, позволяет применить локальную туннельную спектроскопию для изучения квазиодномерного транспорта носителей тока [Баграев, 2005]. В этом случае внешнее электрическое поле $U_{tunn} = U_{ds} + U_g$, приложенное вдоль плоскости квантовой ямы, с одной стороны дает поперечное ограничение за счет упорядочения примесных диполей, U_g , а с другой – осуществляет транспорт одиночных носителей тока, U_{ds} .

Как показано выше, характеристики СККЯ были идентифицированы с помощью регистрации угловых зависимостей спектров циклотронного резонанса, которые демонстрируют, в частности, высокие значения подвижности двумерного газа дырок, соответствующие лучшим значениям подвижности электронов в модулированных структурах на основе гетеропереходов [Штермер, 2000]. Благодаря столь высоким значениям подвижности дырок, которые обусловлены подавлением неупругого рассеяния носителей тока вблизи границ квантовой ямы вследствие наличия диполей бора внутри δ-барьеров, стала возможной идентификация позиций уровней размерного квантования. Исследуемая структура была выполнена в рамках холловской геометрии с верхним затвором, который позволял управлять величиной спин-орбитального взаимодействия в СККЯ с помощью напряжения смещения на $p^+ - n$ - переходе (рис. 18).

Идентификация позиций уровней квантования двумерных дырок в СККЯ проводилась на основании анализа данных спектров электролюминесценции, полученных при комнатной температуре с помощью ИК-Фурье спектрометра IFS-115 Bruker Physik AG (рис. 19а).

Позиции максимумов в спектрах электролюминесценции (рис. 19а), зарегистрированных при комнатной температуре, соответствуют величинам

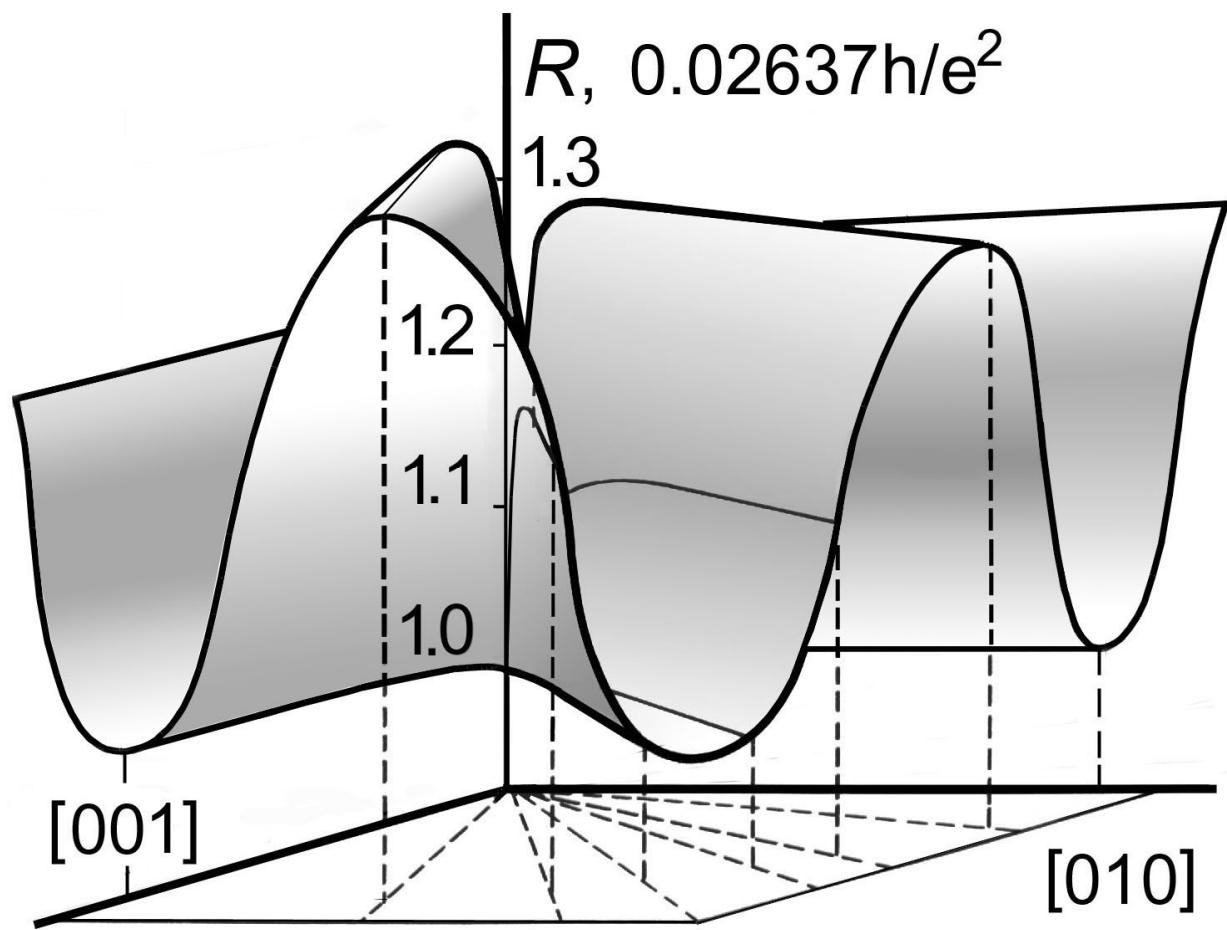


Рис. 17. Кристаллографически зависимое изменение сопротивления в плоскости СККА p -типа, сформированной между δ -барьерами на поверхности кремния (100) n -типа. $T = 77$ K.

энергии внутризонных оптических переходов между уровнями размерного квантования двумерных дырок, что позволило идентифицировать их энергетическую схему (рис. 19б), которая согласуется с результатами исследований туннельной ВАХ (рис. 20), а также с расчетными данными для узких квантовых ям (<5 нм) [Воробьев, 2001; Kotthaus, 1977]. Энергетические позиции уровней размерного квантования легких и тяжелых дырок НН1 (90 мэВ) и НН2 (307 мэВ), LH1 (114 мэВ) и LH2 (476 мэВ), НН3 (897 мэВ) позволяют исследовать влияние квантоворазмерных эффектов на характеристики транспорта носителей тока при высоких температурах.

Кроме того, наблюдается тера- и гигагерцевая модуляция во всем спектре электролюминесценции (рис. 19а). Ниже будет показано, что данная модуляция обусловлена СВЧ – генерацией в условиях напряжения, приложенного к δ -барьерам, вследствие их сверхпроводящих свойств при плотности двумерных дырок, превышающей 10^{11} см⁻². Было обнаружено, что глубина тера- и гигагерцевой модуляции увеличивалась при введении в плоскость СККЯ микрорезонаторов, характеристики которых контролировались с помощью сканирующей туннельной микроскопии, а также - спектральных зависимостей коэффициентов пропускания в ИК - диапазоне длин волн [Баграев, 2009а]. Таким образом, δ -барьеры являются оптически и электрически активными и в совокупности с ограниченной ими СККЯ формируют сандвич-nanoструктуру, энергетическое строение которой отличается от зонной схемы изолированной квантовой ямы.

Как отмечено выше, кроме уровней размерного квантования дырок в СККЯ, энергетическое строение сандвич-nanoструктуры зависит от одноэлектронной зонной схемы ограничивающих ее сильнолегированных бором δ -барьеров, характеристики которой изучались с помощью спектрофотометра UV-VIS Specord M40 (Carl Zeiss Jena), снабженном для измерения отражения интегрирующей сферой. На рис. 19д представлены спектры отражения от δ -барьеров с различной концентрацией бора. Для всех исследуемых образцов наблюдалось характерное снижение значений $R(\lambda)$ по

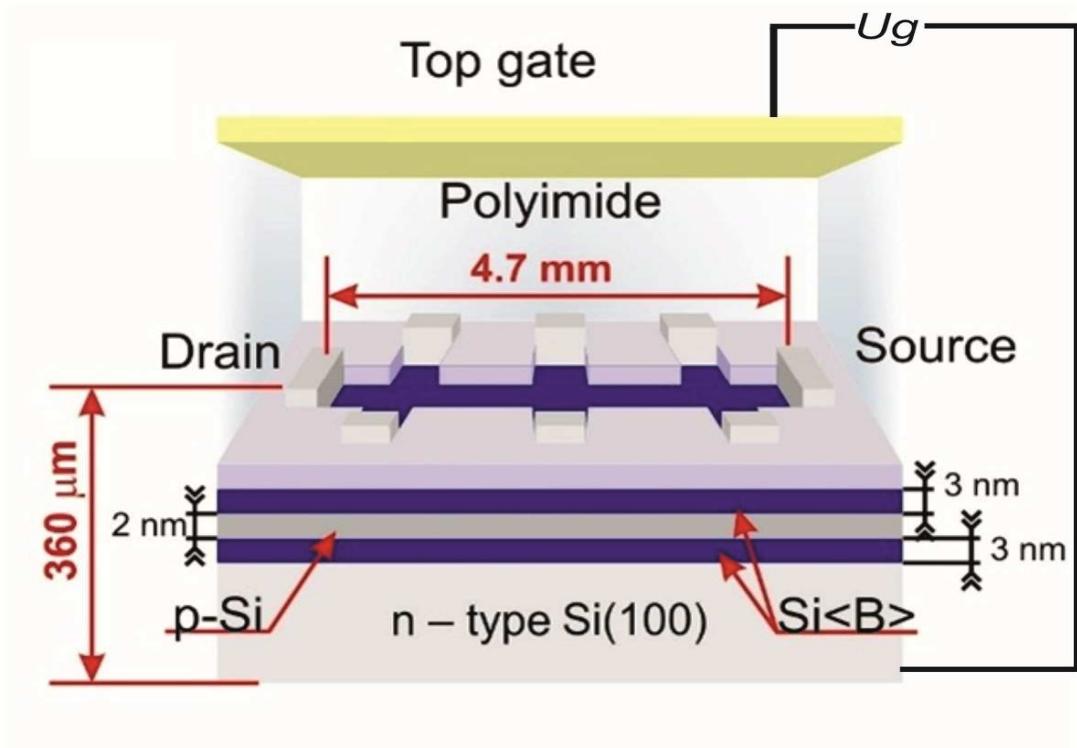


Рис. 18. Экспериментальная структура, выполненная в рамках холловской геометрии для изучения оптических и электрических свойств самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы p -типа проводимости на поверхности Si (100) n -типа в условиях изменения величины спин-орбитального взаимодействия с помощью вертикального управляющего затвора.

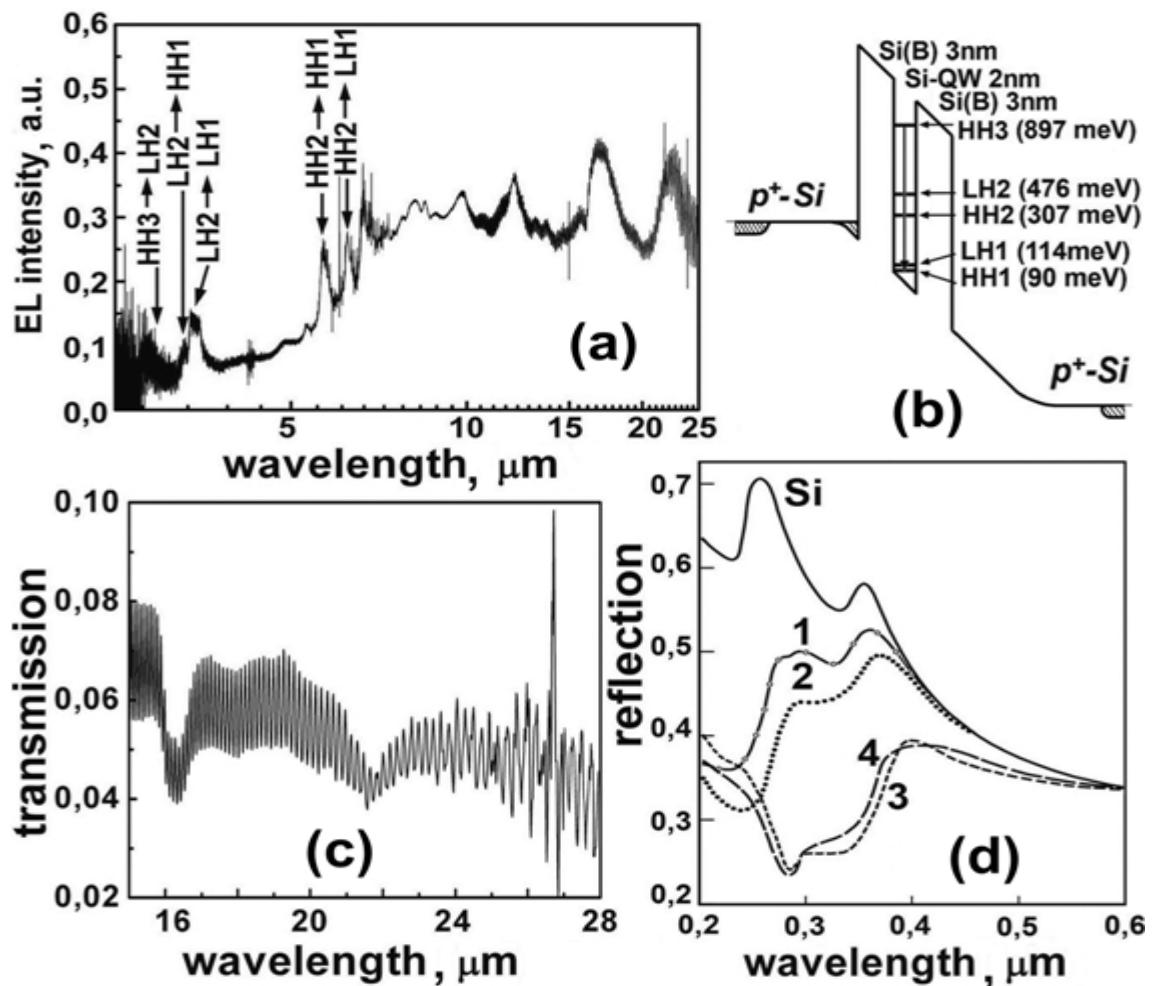


Рис. 19. (а) - Спектр электролюминесценции, индуцированной внутризонными дырочными переходами в СКЯ *p*-типа проводимости, ограниченной сильнолегированными бором δ -барьерами на поверхности Si (100) *n*-типа (Для регистрации электролюминесценции при $T = 300\text{ K}$ использовался ИК-Фурье спектрометр IFS-115).

(б) - Уровни размерного квантования тяжелой и легкой двумерных дырок в СКЯ *p*-типа проводимости, ограниченной сильнолегированными бором δ -барьерами на поверхности Si (100) *n*-типа. Позиции уровней размерного квантования идентифицированы на основании данных спектра электролюминесценции.

(с) - Спектр пропускания СКЯ *p*-типа проводимости, ограниченной сильнолегированными бором δ -барьерами на поверхности Si (100) *n*-типа, демонстрирующий наличие локальной фононной моды, $\lambda=16.4\text{ мкм}$, и сверхпроводящей щели, $\lambda=26.9\text{ мкм}$.

(д) - Спектр отражения от поверхности монокристаллического Si (100) *n*-типа сильнолегированного бором δ -барьера, ограничивающего СКЯ. Кривые 1-4 демонстрируют влияние концентрации бора: 1-0.2, 2-0.3, 3-0.35, 4-0.4. Кривая 4 относится к сандвич-nanoструктуре с концентрацией бора равной $5 \cdot 10^{21}\text{ см}^{-3}$.

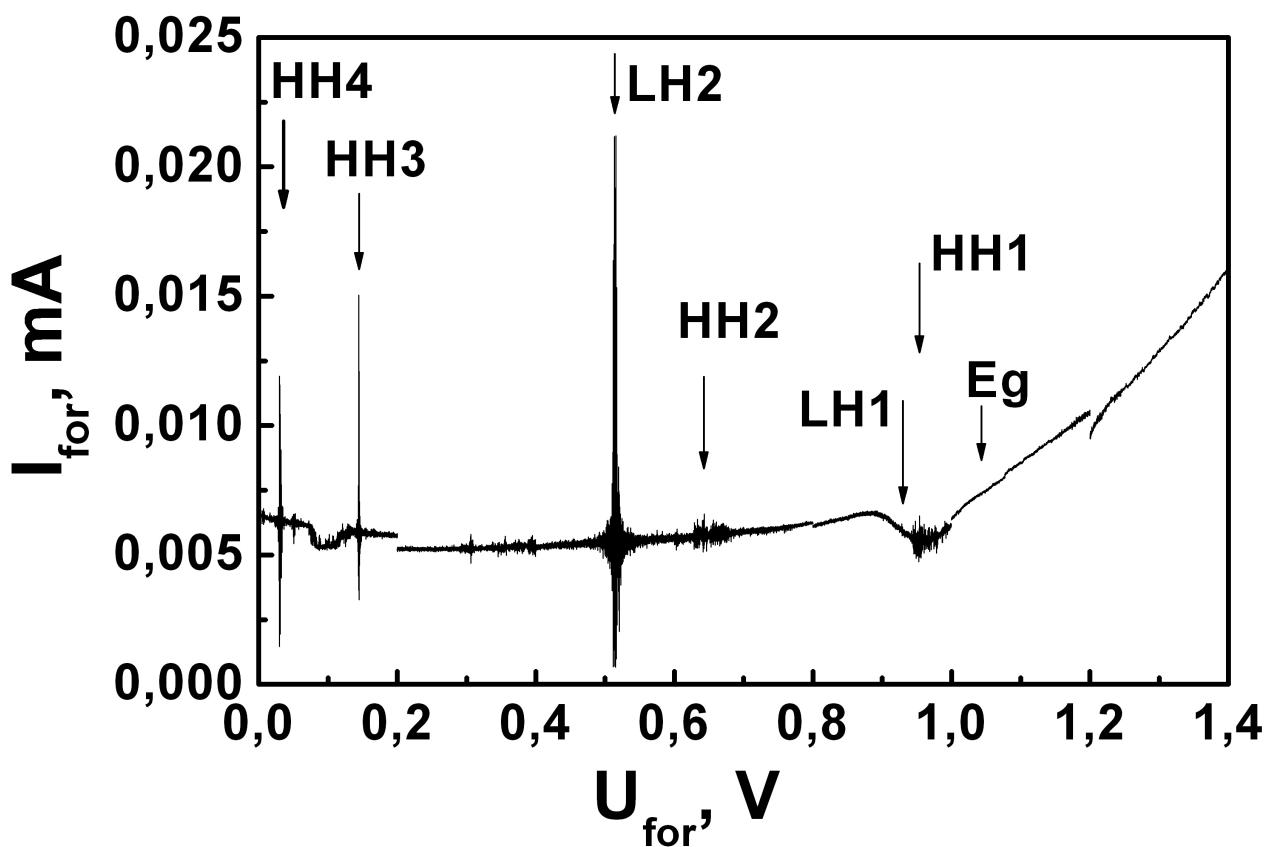


Рис. 20. ВАХ в условиях прямого напряжения, приложенного к СККЯ *p*-типа проводимости, ограниченной сильнолегированными бором δ -барьерами на поверхности Si (100) *n*-типа. Позиции уровней квантования двумерных дырок в форме токовых пиков в условиях оптимального туннелирования при их прохождении через уровень Ферми (см. рис. 21а и б).

сравнению со спектром отражения от несильнолегированного монокристаллического кремния, а также размытие пиков при значениях $\lambda=354$ нм и $\lambda=275$ нм, обусловленных переходами между Γ - L долинами вблизи X точки в зоне Бриллюэна, первый из которых связан с прямыми переходами $\Gamma'_{25}-\Gamma_1; L'_3-L_1; \Gamma'_{25}-\Gamma_2$, а второй – X_4-X_1 и $\Sigma_4-\Sigma_1$ [Slaoui, 1983].

Анализ спектральной зависимости коэффициента отражения показывает, что наличие микрорезонаторов, самоорганизующихся между самоупорядоченными микродефектами средних размеров, наиболее сильно снижает $R(\lambda)$ в коротковолновой области (200÷330 нм), в то время как присутствие более крупных микродефектов способствует эффективному отражению света в более длинноволновой области спектра ($\lambda>330$ нм). Причем, сопоставление с данными СТМ демонстрирует, что позиция минимума коэффициента отражения в спектральной зависимости $R(\lambda)$ и размеры микрорезонатора хорошо взаимосвязаны в рамках соотношения Вульфа-Брэгга: $X = \lambda/2n$, где X - размер микрорезонатора, λ - длина волны, n - коэффициент преломления света в кремнии (см. рис. 16а). Резкое уменьшение $R(\lambda)$ в позициях переходов $\Gamma'_{25}-\Gamma_2$ и X_4-X_1 , по-видимому, обусловлено формированием широкозонного полупроводникового слоя при увеличении концентрации бора (рис. 19д). Подобное поведение $R(\lambda)$ поддерживает высказанное выше предположение, что роль последовательности легированных квантовых точек, формирующих подрешетку биполяронов, заключается в определении зонной структуры д-барьеров с энергетическим ограничением более 1.25 эВ в зоне проводимости и валентной зоне СККЯ (рис. 21).

Полученные спектры проявляют несколько мод терагерцевого излучения в интервале от 1.3 ТГц до 10.6 ТГц (см. рис. 22), которое возникает в процессе андреевского отражения при туннелировании дырок между дельта-барьерами. Так как андреевское отражение определяет частотные характеристики транспорта в кремниевой квантовой яме, оно и

является ответственным за модуляцию спектров люминесценции и пропускания, возникающих вследствие внутризонных дырочных переходов. Максимальная частота модуляции соответствует ширине сверхпроводящей энергетической щели, 2Δ , тогда как более низкие частоты в вышеуказанном тера-диапазоне длин волн, по-видимому, коррелируют с позициями пиков андреевского отражения, которые не проявляются в

В свою очередь, гигагерцевая составляющая модуляции, глубина которой возрастает при увеличении плотности тока в кремниевой квантовой яме, демонстрирует высокую стабильность частоты, 120 ГГц (см. рис. 22). Данная частота модуляции соответствует энергии многочастичных взаимодействий, $\Delta E = 0.5 \text{ мэВ}$, которые проявляются в наличии энергетического расщепления одноэлектронного состояния бора, формирующего диполи внутри δ -барьеров. Эта щель в спектре основного состояния бора в кремнии проявляется в процессе взаимодействия свободных дырок с парами бора, которое сопровождается образованием синглетного и триплетного состояний дипольных центров и приводит к стабилизации гигагерцевого модуляции во всем диапазоне спектров электролюминесценции и спектров пропускания. Следует отметить, что энергия многочастичных взаимодействий, $\Delta E = 0.5 \text{ мэВ}$, проявлялась в расщеплении одноэлектронных состояний различных центров в кремнии, содержащих оборванные связи, например в вакансии [Watkins, 1984] и краевой дислокации [Кведер, 1982а] в кремнии.

2.3. Сверхпроводимость δ -барьеров, ограничивающих сверхузкие кремниевые квантовые ямы на поверхности Si (100)

Измерение температурных и полевых зависимостей удельного сопротивления, теплоемкости, магнитной восприимчивости, а также туннельных ВАХ показали, что δ -барьеры, ограничивающие СКЯ, демонстрируют свойства высокотемпературных сверхпроводников ($T_c =$

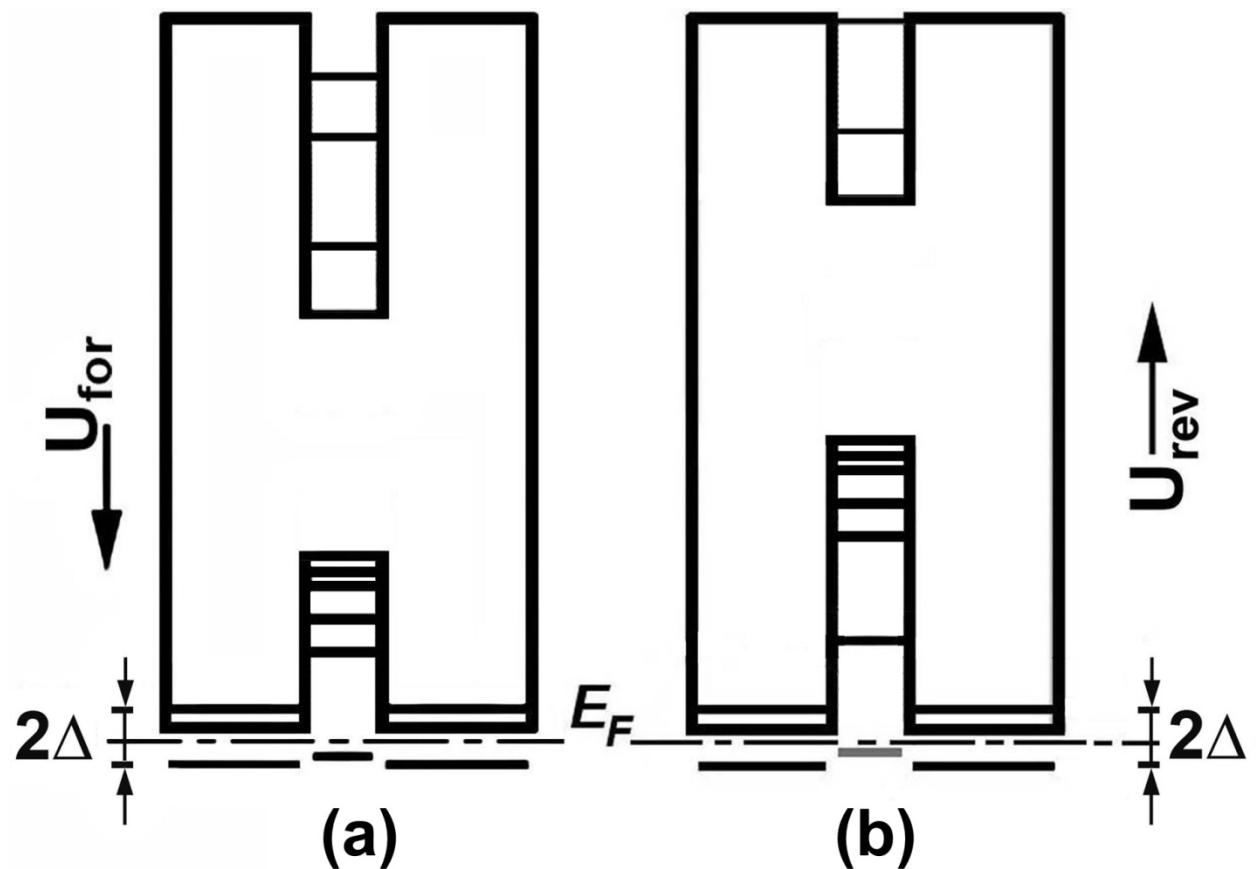


Рис. 21. Одноэлектронная зонная схема СККЯ p -типа, ограниченной сверхпроводящими δ -барьерами на поверхности Si (100) n -типа, в условиях прямого (а) и обратного (б) напряжения. Показаны позиции уровней размерного квантования дырок в валентной зоне.

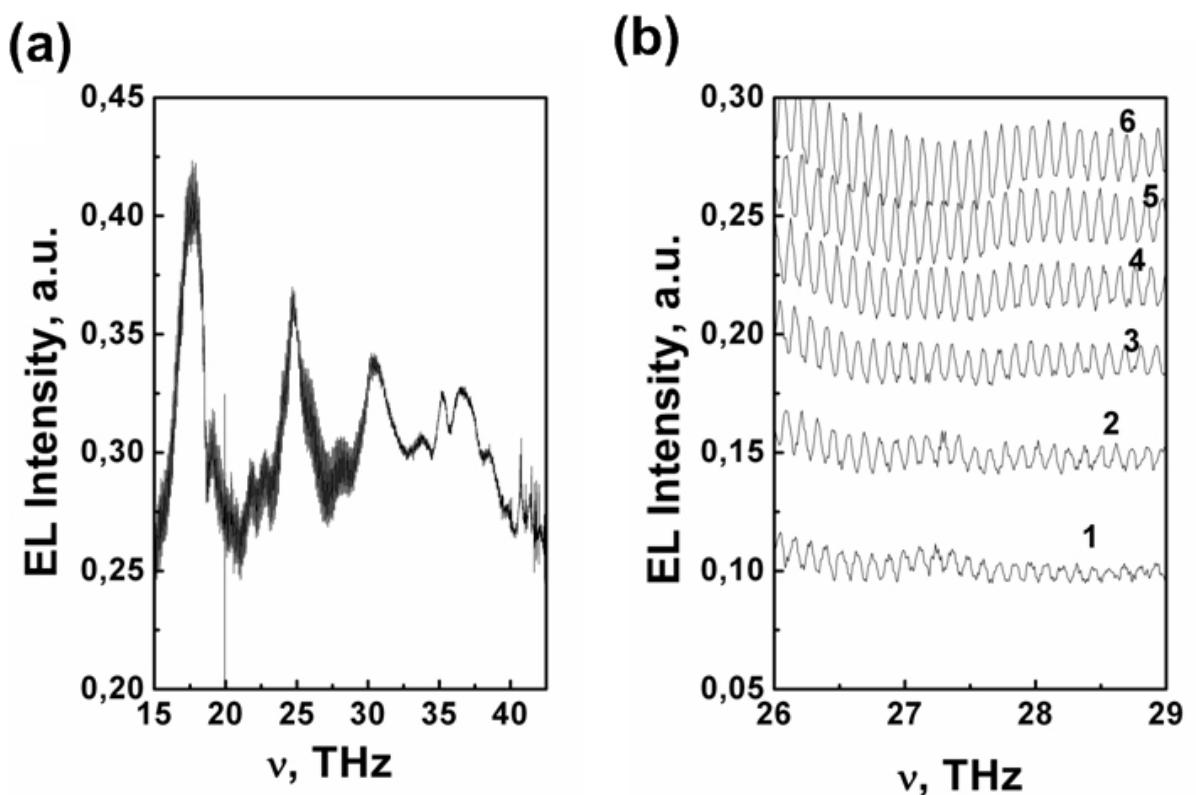


Рис. 22. (а) Спектр электролюминесценции кремниевых наносандвичей в терагерцевом диапазоне характеризуется наличием гигагерцевой модуляции (б) с частотой 120 ГГц. Кривые 1-6 соответствуют изменению амплитуды гигагерцевой, 120 ГГц, модуляции электролюминесценции при увеличении тока, пропускаемого через образец в условиях прямого смещения.

145 K , $H_{C_2} = 0.22\text{ T}$), которые, по-видимому, возникает в результате переноса дырочных биполяронов малого радиуса через дипольные центры бора на границе раздела кремниевая квантовая яма - δ -барьер [Баграев, 2009b]. Следует отметить, что подрешетка дипольных центров (рис. 15b) определяет строение одноэлектронной зонной схемы, а именно наличие сверхпроводящей энергетической щели вблизи валентной зоны сильно легированных бором δ -барьеров, $N(B) = 5 \cdot 10^{21}\text{ см}^{-3}$. Значение сверхпроводящей щели $2\Delta = 0.044\text{ эВ}$ в δ -барьерах было идентифицировано с помощью туннельной спектроскопии и дальней инфракрасной спектроскопии [Баграев, 2009b].

Ранее отмечалось, что данные исследований ЦР, СТМ и ЭПР идентифицируют наличие в наноструктурированных δ -барьерах одиночных тригональных дипольных центров бора, $B^+ + B^-$, с отрицательной корреляционной энергией, которые формируются вследствие реконструкции мелких акцепторов бора, $2B^0 \rightarrow B^+ + B^-$. В процессе исследований оптических и электрических свойств δ -барьеров было обнаружено, что, как и большинство твердых тел, содержащих биполяроны малого радиуса [Anderson, 1975; Alexandrov, 1994; Kastner, 1976; Watkins, 1984; Bagraev, 1984], они находятся в режиме экситонного диэлектрика, если плотность двумерных дырок в СККЯ не превышает 10^{11} см^{-2} [Баграев, 2005]. Однако высокая плотность дырок в СККЯ ($\geq 10^{11}\text{ см}^{-2}$), как оказалось, способствует возникновению сверхпроводимости δ -барьеров, тем самым формируя кремниевую наноструктуру внутри сверхпроводящей оболочки [Баграев, 2009b].

Вольт-амперные характеристики, измеренные при разных температурах, демонстрируют омический характер, и температурная зависимость сопротивления соответствует поведению двумерного металла в интервале 220-300К (рис. 23a) [Баграев, 2009b]. Ниже 220 К сопротивление сначала возрастает до значения 6.453 кОм, а затем резко падает, достигая при $T_c = 145\text{ K}$ пренебрежимо малых значений. Следует отметить, что

возникновение добавочного пика в ходе резкого уменьшения сопротивления (рис. 23а), по-видимому, свидетельствует о сверхпроводящих свойствах, обусловленных процессами переноса биполяронов малого радиуса. Поведение этого пика в значениях сопротивления, возникающего при понижении температуры, хорошо описывается с помощью логарифмической зависимости, что указывает на возможный вклад эффекта Кондо в рассеяние одиночных двумерных дырок на дипольных центрах бора с отрицательной корреляционной энергией вблизи границы раздела СКЯ и δ -барьеров.

Как и ожидалось, в условиях внешнего магнитного поля резкий спад сопротивления наблюдался при более низких температурах, чем в его отсутствие (рис. 23а). Причем эти изменения сопровождались уширением области перехода и сохранением величины добавочного пика сопротивления. Подобное поведение, характерное для неоднородной сверхпроводящей структуры, показывает, что Кондо-рассеяние, по-видимому, является предвестником оптимального туннелирования одиночных дырок через дипольные центры бора, которое выявляется позициями добавочных пиков в температурной зависимости удельного сопротивления и термо-эдс (рис. 23а, б) [Trovarelli, 1997]. Этот процесс относится к туннелированию электронов проводимости через центры с отрицательной корреляционной энергией, который благоприятствует увеличению температуры сверхпроводящего перехода, T_c , в эвтектиках типа металл-кремний [Šimánek, 1979; Ting, 1980]. Эффект туннелирования одиночных дырок также возможно смягчает условия так называемого «узкого горла» в биполярном механизме высокотемпературной сверхпроводимости, который следует из меньшего расстояния между центрами с отрицательной корреляционной энергией, чем длина когерентности [Alexandrov, 1981; Chakraverty, 1981]. Необходимо отметить, что максимальное значение сопротивления в добавочном пике, $6.453 \text{ кОм} \approx h/4e^2$, не зависит от значения внешнего магнитного поля. Таким образом, δ -барьеры, ограничивающие СКЯ, по-видимому, самоорганизуются подобно графену [Geim, 2007] благодаря сильному

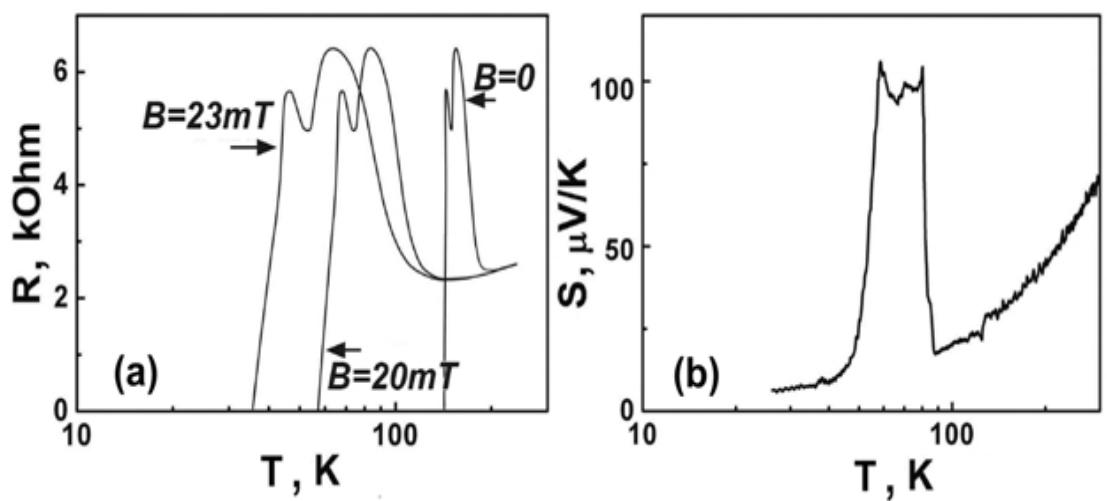


Рис. 23. Температурные зависимости электрического удельного сопротивления (а) и термо-эдс (коэффициент Зеебека) (б) СККЯ *p*-типа проводимости, ограниченной δ -барьерами, сильно легированными бором на поверхности Si (100) *n*-типа, полученные при охлаждении в отсутствие (а), (б) и при наличии (а) внешнего магнитного поля.

легированию бором, которое приводит к формированию центров с отрицательной корреляционной энергией. Значение критической температуры, $T_c = 145 K$, а также величина сверхпроводящей щели, $2\Delta = 0,044 \text{ э}B$, и второго критического поля, $H_{C_2} = 0.22 T$, определенные с помощью известных соотношений $2\Delta = 3.52kT_c$ и $H_{C_2} = -0.69(dH_{C_2}/dT|_{T_c})T_c$ [Werthamer, 1966] на основании данных измерений сопротивления и термо-ЭДС, согласуются с результатами исследований температурных и полевых зависимостей статической магнитной восприимчивости, измеренных методом Фарадея (рис. 24а-с) [Баграев, 2009б]. Интервал температур, соответствующий диамагнитному отклику при охлаждении, совпадает с температурным диапазоном резкого уменьшения удельного сопротивления и термо-ЭДС, тем самым подтверждая роль зарядовых корреляций, локализованных на центрах с отрицательной корреляционной энергией, при Кондо-подобном рассеянии и увеличении T_c (рис. 24а). Следует отметить, что оценка длины когерентности с помощью экспериментально измеренного значения H_{C_2} , $\xi = 39 \text{ нм}$, где $\xi = (\Phi_0/2\pi H_{C_2})^{1/2}$, $\Phi_0 = h/2e$; находится в хорошем соответствии с величинами сверхпроводящей щели, 2Δ , и первого критического магнитного поля $H_{C_2} = 215$, определенного визуально из данных рис. 24а. При этом принималось во внимание соотношение длины когерентности и критической температуры: $\xi = 0.18h\nu_F/2\pi k_B T_c$ [Шмидт, 1982], где ν_F - фермиевская скорость. Осцилляции значений магнитной восприимчивости, наблюдавшиеся при изменении магнитного поля и температуры, по-видимому, обусловлены поведением многоквантовых вихрей, которые самоорганизуются внутри δ-барьеров [Vodolazov, 2007] (рис. 24б, с). Центрами захвата этих вихрей, по всей видимости, являются микродефекты, состоящие из междуузельных атомов кремния, которые идентифицированы с помощью СТМ (рис. 16а). Сформированные таким образом самоупорядоченные пиннингющие решетки вихрей могут быть рассмотрены как фрактальные

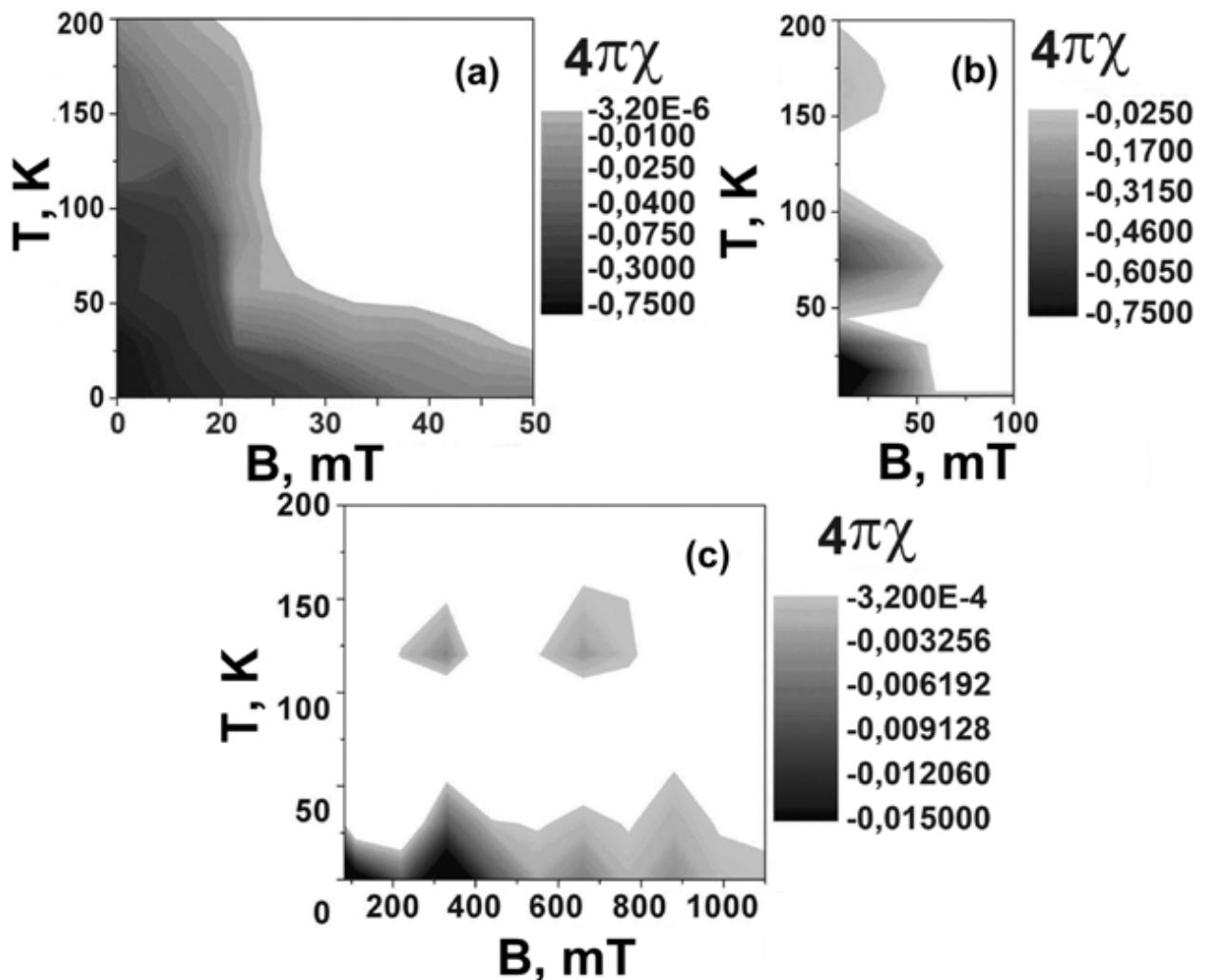


Рис. 24. Диаграмма статической магнитной восприимчивости СКЯ p -типа проводимости, ограниченной δ -барьерами, сильно легированными бором на поверхности Si (100) n -типа, в зависимости от температуры и магнитного поля, которая наблюдалась при охлаждении образца в магнитном поле. Диамагнитный отклик проявляется после выключения магнитного поля (а) и демонстрирует также осцилляции магнитной восприимчивости, которые обусловлены захватом квантовых вихрей на микродефекты, состоящие из междуузельных атомов кремния (б), и квантованием критического тока (с). Значение первого критического поля, $H_{c_1} = 215 \text{ Гс}$, может быть визуально определено из диаграммы (а).

последовательности анти-точек, внедренные в систему квантовых точек, содержащих дипольные центры бора. Каждая из анти-точек, которые в работах по наномагнетизму и сверхпроводимости обозначаются как “ratchets”-крысиные норы, способна захватить один или несколько вихрей и тем самым усилить критический ток [Vodolazov, 2007; de Souza Silva, 2006]. При этом второе критическое поле, H_{c_2} , очевидно, ступенчатым образом зависит как от температуры, так и от внешнего магнитного поля, поскольку критический ток возрастает дискретно каждый раз, когда очередной вихрь захватывается на анти-точку. В частности, ступенчатое возрастание критического тока проявляется в виде осцилляций диамагнитного отклика (рис. 24c). Причем период этих осцилляций соответствует расстоянию между микродефектами со средним размером 68 нм, идентифицированных с помощью СТМ (рис. 33а): $\Delta B \cdot S = \Phi_0$, где ΔB – период осцилляций; $S = \pi d^2 / 4$; d – расстояние между анти-точками ($d \approx 120$ нм).

Помимо температурных измерений сопротивления и теплоемкости, для наиболее точной идентификации сверхпроводящей щели в кремниевом наносандвиче применялись методы туннельной спектроскопии [Баграев, 2009б]. Измеренная туннельная ВАХ демонстрирует, что величина сверхпроводящей щели в отсутствие внешнего магнитного поля равна 44 мэВ, что подтверждается также данными локальной туннельной спектроскопии (ЛТС) (рис. 25а, б). [Баграев, 2005, 2009б].

Значение сверхпроводящей энергетической щели, $2\Delta = 44$ мэВ, в д-барьерах кремниевых наносандвичей также было получено при исследовании продольной ВАХ проводимости высокого разрешения [Баграев, 2009б]. Кроме того, данный ВАХ проводимости демонстрирует пики, обусловленные процессом многократного андреевского отражения (рис. 26а и б), выступающего в наносандвичах в качестве одного из основных механизмов поляризации носителей [Баграев, 2010]. Этот результат может быть объяснен в рамках механизма когерентного туннелирования между сверхпроводящими д-барьерами, разделенными СККЯ. При этом существенным требованием в

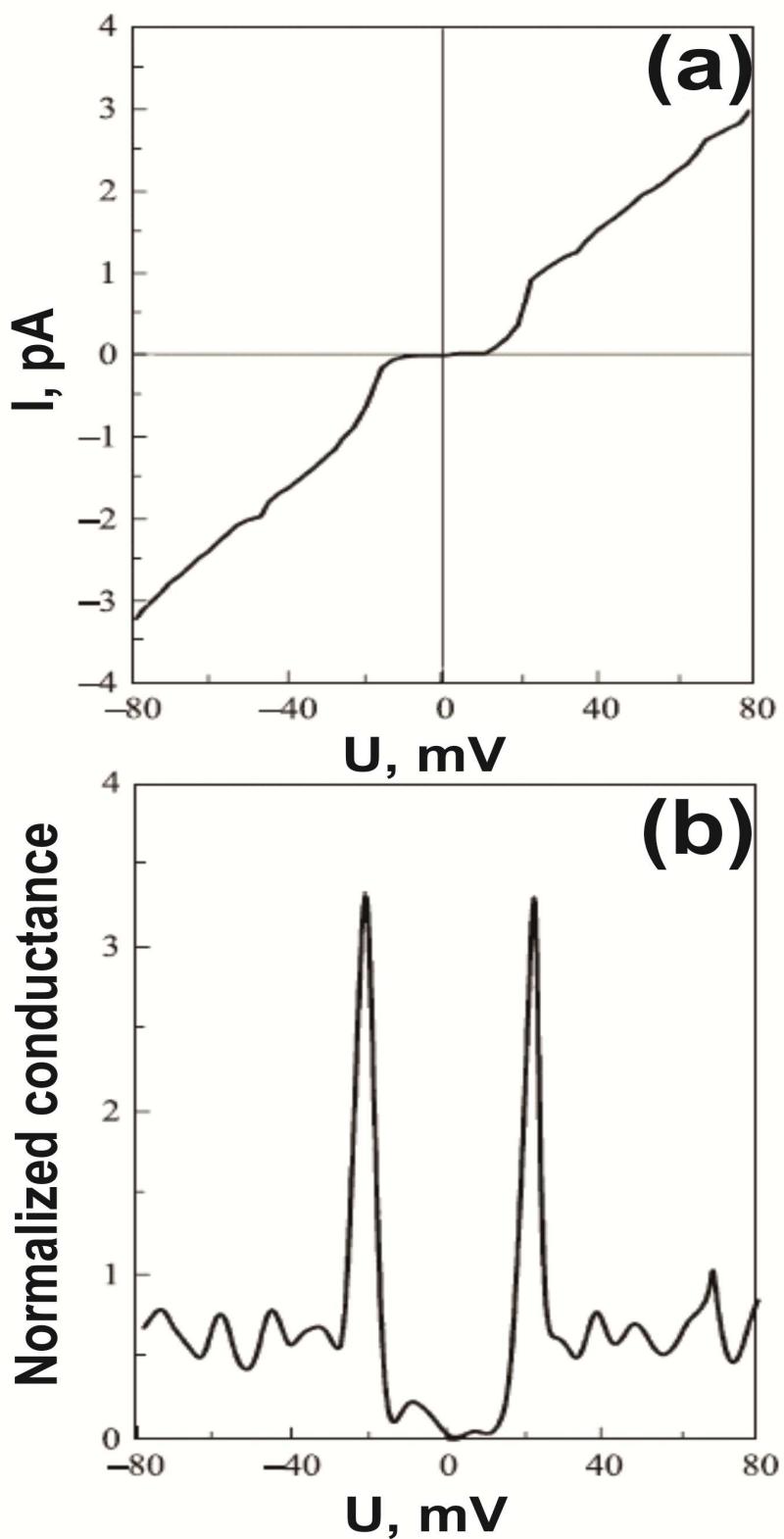


Рис. 25. I - U и $dI/dU(U)$ туннельные ВАХ, полученные в рамках холловской геометрии (а) и с помощью методики ЛТС (б), которые идентифицируют сверхпроводящую щель в наноструктурированных δ -барьерах, сильно легированных бором, ограничивающих СККЯ p -типа проводимости на поверхности Si (100) n -типа. а – 77 К; б – 4.2 К.

процессе регистрации зависимости продольной ЭДС от величины напряжения вертикального затвора являлась стабилизация тока исток-сток на уровне не хуже 10 нА [Баграев, 2009б].

Таким образом, планарные кремниевые наносандвичи представляют интерес для изучения спинозависимого продольного транспорта дырок внутри энергетического интервала сверхпроводящей щели, которая обеспечивает наличие спиновой поляризации в отсутствие эффектов разогрева носителей при различных сочетаниях сверхпроводящих каналов, содержащих баллистические точечные контакты.

Необходимо отметить, что экстремально малая масса двумерных дырок в кремниевых наносандвичах, по-видимому, является главным аргументом в пользу биполярного механизма их высокотемпературной сверхпроводимости, который основывается на когерентном туннелировании биполяронов [Alexandrov, 1981, 1994; Chakraverty, 1981]. Данная концепция существенно подкрепляется проявлением в спектрах пропускания локальной фононной моды, $\lambda=16.4$ мкм $\Leftrightarrow 76$ мэВ, и сверхпроводящей щели, $\lambda=26.9$ мкм $\Leftrightarrow 2\Delta$ (рис. 19с), величины которых количественно самосогласованы в условиях промежуточного значения константы связи, κ . Значение константы связи, $\kappa = VN(0)$, может быть определено в рамках приближения БКШ с помощью известной формулы $\Delta=2\hbar\omega_D \exp(-1/\kappa)$, принимая во внимание величину сверхпроводящей щели, $2\Delta = 44$ мэВ, и энергии локальной фононной моды, $\hbar\omega_D = 76$ мэВ. Соответствующая оценка приводит к значению $\kappa=0.52$, которое находится вне интервала 0.1 - 0.3, характерного для металлических низкотемпературных сверхпроводников со слабой связью, описываемых в рамках приближения БКШ [Шмидт, 1982]. Поэтому сверхпроводящие свойства кремниевых сандвич-nanoструктур, по-видимому, обусловлены переносом дырочных биполяронов малого радиуса, который благодаря их малой эффективной массе приводит к высоким значениям критической температуры, T_c .

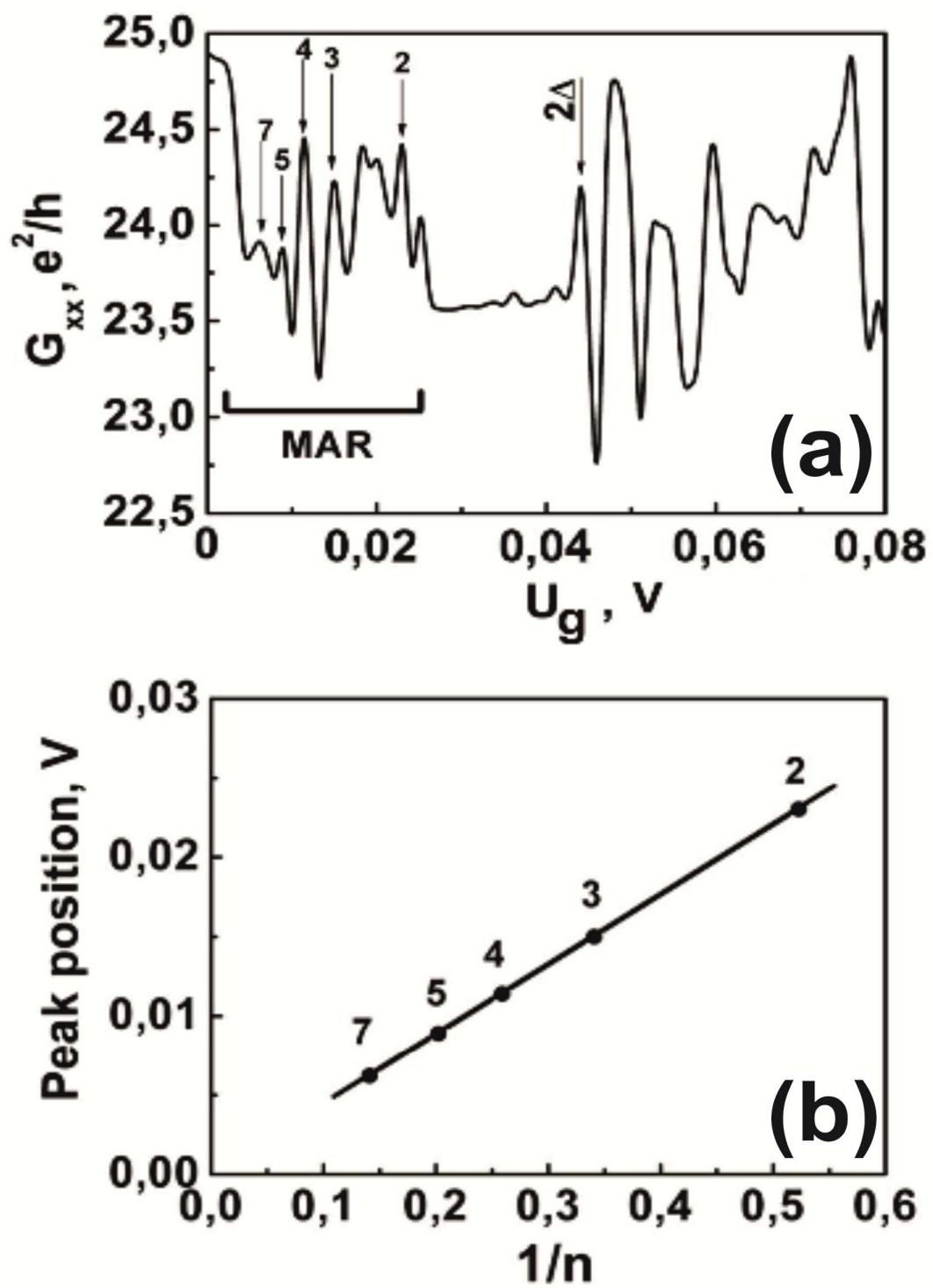


Рис. 26. (а) - Зависимость продольной проводимости двумерных дырок в кремниевом наносандвиче от величины прямого напряжения, приложенного к вертикальному затвору в СККЯ p -типа, ограниченной сверхпроводящими ($T_c = 145 K$) δ -барьерами на поверхности Si (100) n -типа, которая демонстрирует пики многократного андреевского отражения, а также сверхпроводящую энергетическую щель, 44 мэВ. (б) - Позиции пиков многократного андреевского отражения в зависимости от их номера.

2.4. Джозефсоновские переходы в краевых каналах кремниевых сандвич-nanoструктур. Отрицательное дифференциальное сопротивление, ступени Фиске и Шапиро.

Экспериментальные зависимости продольной проводимости от величины напряжения на вертикальном затворе демонстрируют ее дискретное изменение, $Z \cdot 2e^2/h$, при увеличении стабилизированного продольного тока исток-сток, где Z принимает значения 2 и 0.7, тем самым свидетельствуя о формировании в кремниевых наносандвичах системы краевых каналов [Баграев, 2012]. Наблюдаемая асимметрия зависимости продольной проводимости относительно направления тока исток-сток (рис. 27) может быть качественно объяснена в рамках модели краевых топологических каналов (рис. 28а и б). Необходимо принять во внимание, что зависимость $G_{xx}(I_{ds})$ носит осциллирующий характер, демонстрируя максимальную величину $G_{xx} \approx 8e^2/h$ и $5e^2/h$ при положительных значениях стабилизированного тока исток-сток соответственно $I_{ds} = 6$ нА и $I_{ds} = 20$ нА, тогда как при отрицательных значениях тока I_{ds} проводимость значительно выше, $G_{xx} \approx 20e^2/h$ и $19e^2/h$ при $I_{ds} = -6$ нА и $I_{ds} = -20$ нА (рис. 27).

Поэтому целесообразно рассматривать экспериментальную зависимость продольного напряжения, U_{xx} , от величины тока I_{ds} и напряжения вертикального затвора, U_g , которая, как видно из рис. 29, демонстрирует нелинейное ступенчатое поведение, типичное для вольт-амперной характеристики (ВАХ) сверхпроводящей системы джозефсоновских контактов со слабой связью [Кларк, 1971; Kadowaki, 2008]. Следует отметить, что ступени, наблюдаемые в продольной ВАХ кремниевой сандвич-nanoструктуры, могут быть идентифицированы как ступени Фиске, которые регистрируются в лабораторном магнитном поле, вследствие резонансного взаимодействия между стоячими электромагнитными волнами, распространяющимися вдоль джозефсоновского контакта размера L со скоростью Свишарда, $c_s = 1.6 \cdot 10^7$ м/с, и переменным джозефсоновским током

с частотой $\omega = 4\pi eU/h$ [Fiske, 1964; Дмитренко, 1965]. Ширина каждой ступени $\Delta U \approx (h/2e)c_s/2L$, тогда как высота нелинейно зависит от величины внешнего магнитного поля [Кулик, 1965]. На рисунке 30 стрелками отмечены положения ступеней Фиске на экспериментальной зависимости $I_{ds}(U_{xx})$ и ее производной $dI_{ds}/dU_{xx}(U_{xx})$. В итоге, наличие ступеней в продольной ВАХ проявляется в виде осцилляций проводимости G_{xx} от величины тока исток-сток. Причем расстояние между зарегистрированными максимумами проводимости, $\Delta U \approx 19$ мкВ, соответствует, согласно формуле $v = 2e\Delta U/h$, частоте джозефсоновской генерации $v = 9.3$ ГГц [Josephson, 1964].

Максимум продольной проводимости, обнаруженный в диапазоне токов $7 < I_{ds} < 18$ нА, наличие которого отмечалось выше (рис. 27 и 29, рис. 30), обусловлен возникновением отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС). Появление ОДС на тунNELьных ВАХ цепочек джозефсоновских переходов связано с генерацией электромагнитного излучения вследствие нестационарного эффекта Джозефсона [Кулик, 1965]. При этом частота джозефсоновской генерации должна удовлетворять двум выражениям [Kadowaki, 2008; Ozyuzer, 2007; Абрикосов, 1987].

$$v = c/2nL \text{ и } v = 2eU/hN \quad (2.1)$$

здесь c – скорость света, n – коэффициент отражения диэлектрической прослойки ($n = 3.4$ для кремния), N – количество джозефсоновских переходов в цепочке, L – длина встроенного резонатора, необходимого для наблюдения эффекта ОДС. Приведенные выше выражения позволяют оценить частоту генерации электромагнитного излучения и количество джозефсоновских переходов как $v = 9.3$ ГГц и $N = 2$, которые проявляются при малых значениях напряжения вертикального затвора. В кремниевых наносандвичах роль встроенного микрорезонатора, по-видимому, выполняет холловская планарная структура, продольный размер которой, $L = 4.7$ мм, самосогласуется с величиной частоты джозефсоновской генерации, 9.3 ГГц.

Вследствие сверхпроводящих свойств сильнолегированных бором барьеров, внешнее высокочастотное излучение должно приводить к возникновению на ВАХ кремниевой сандвич-nanoструктуры «ступенек Шапиро» [Абрикосов, 1987]. Ширина ступенек Шапиро, зарегистрированных на джозефсоновских ВАХ при значении напряжения $U_N = N\hbar\nu/2e$, равна $\hbar\nu/2e$, где ν – частота электромагнитного излучения. При этом измеряемое значение тока $J \sim |J_N(2eu/\hbar\nu)|$, где $J_N(x)$ – функция Бесселя N -ого порядка, u – амплитуда осциллирующей добавки, пропорциональная мощности ВЧ-излучения [Абрикосов, 1987; Belykh, 1977]. Таким образом, высота ступенек по току на вольт-амперной характеристике джозефсоновской структуры нелинейно зависит от мощности ВЧ-излучения. Так как наличие генерации гигагерцевого излучения было обнаружено при регистрации участка ОДС на продольной ВАХ кремниевых наносандвичей (рис. 29, 30), используя идентичные кремниевые наносандвичи, один - в качестве «источника», а другой - в качестве «приемника» СВЧ - излучения, можно оценить частоту излучения путем измерения ширины ступеньки на ВАХ «приемника». Схема геометрии такого эксперимента показана на рисунке 31. Причем при измерении джозефсоновских ВАХ структуры – «приемника» использовались контакты вертикального затвора (рис. 18). Продольный стабилизированный ток исток-сток, I_{ds} , пропускаемый через структуру – «источник», варьировался от 0 нА до 10 мкА. В качестве структур - «источника» и «приемника» использовались образцы с геометрическими параметрами холловской структуры, выступающими в роли встроенных микрорезонаторов (рис. 31). Результаты измерений при температуре $T = 77 K$ ($T < T_c = 145 K$) приведены на рисунках 32а и б. Кривой 1 показана вольт-амперная характеристика «приемника» при нулевом токе на «источнике», характерная для джозефсоновского перехода в отсутствии внешнего излучения. При пропускании тока через структуру-«источник», на ВАХ «приемника» появляются ступеньки Шапиро, ширина которых соответствует частотам излучения $\nu = 9.3$ ГГц (ступенька шириной

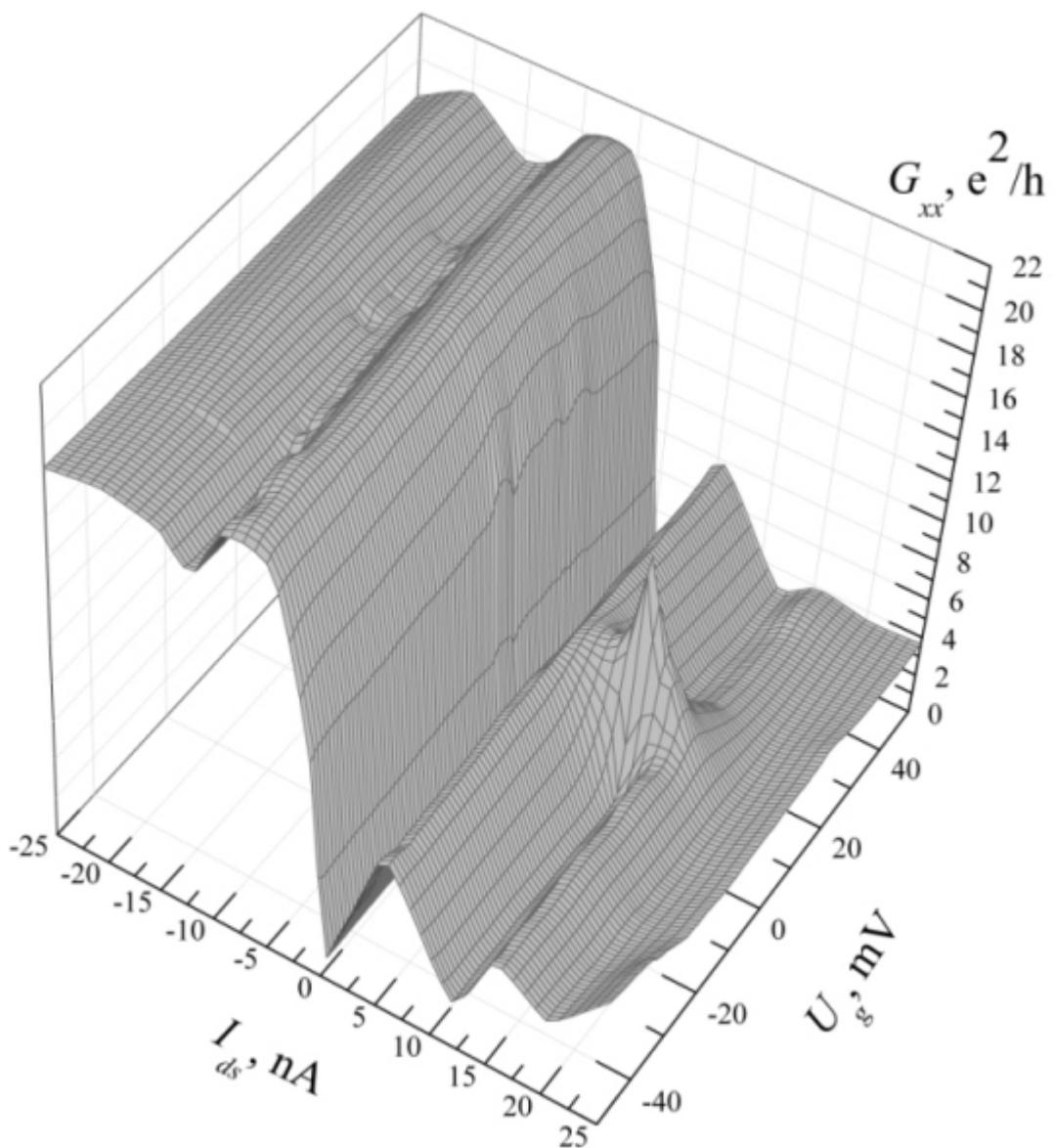


Рис. 27. Зависимости продольной проводимости G_{xx} в кремниевой сандвич-наноструктуре от напряжения на вертикальном затворе и продольного тока I_{ds} . $T = 77\text{ K}$ [Баграев, 2012].

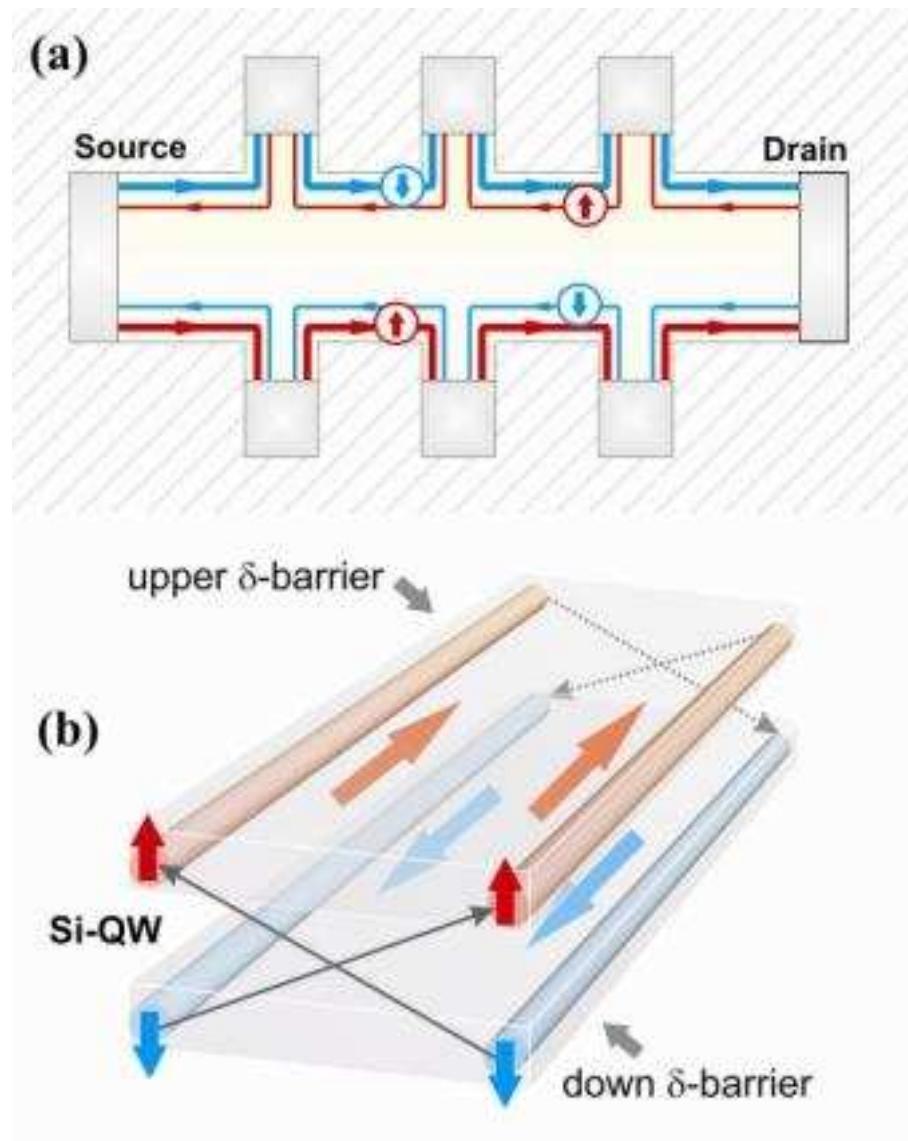


Рис. 28. Модель топологических краевых каналов в случае (а) – двумерных структур в холловской геометрии и (б) – наносандвича, демонстрирующего спинозависимый транспорт носителей с переворотом спина при прохождении контактов исток и сток [Баграев, 2012].

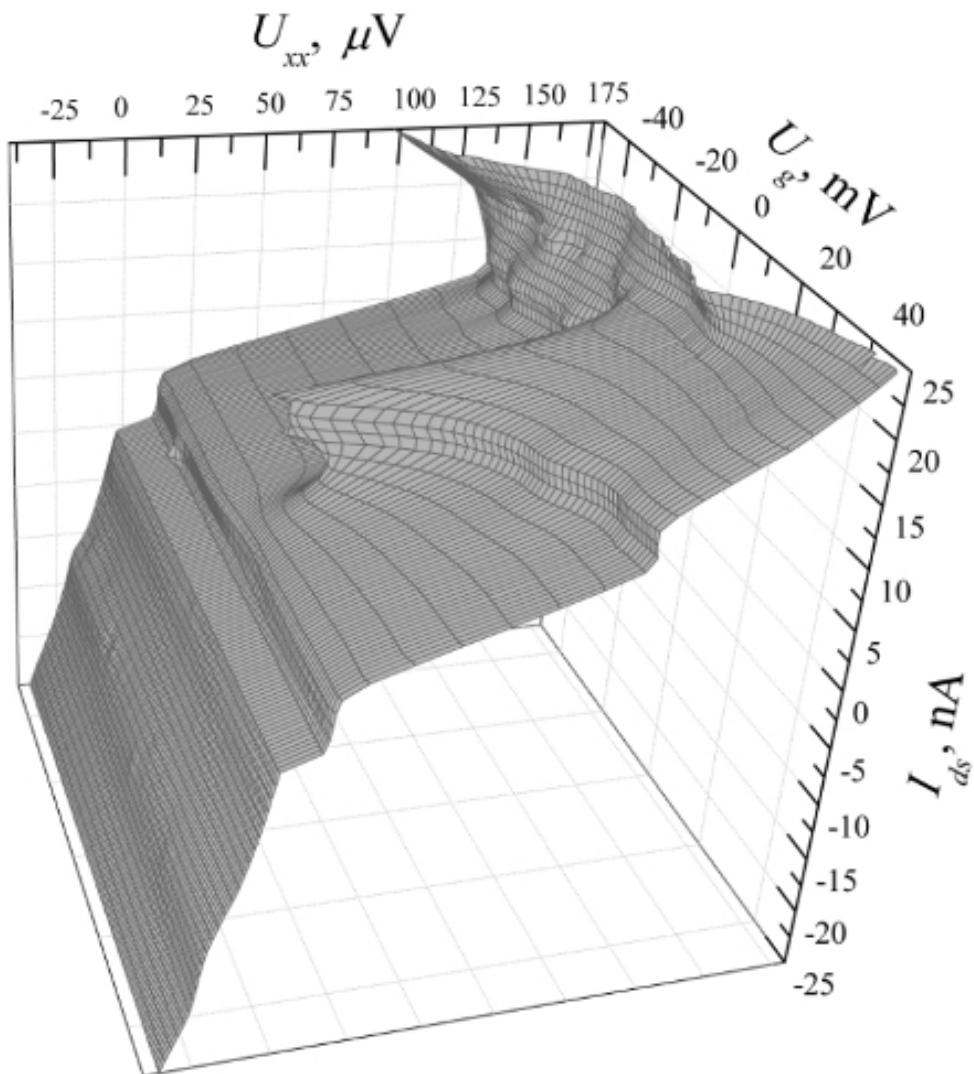


Рис. 29. Зависимость продольного напряжения U_{xx} от напряжения на вертикальном затворе и продольного тока I_{ds} в кремниевой сэндвич-nanoструктуре демонстрируют типичное поведение для ВАХ сверхпроводящей системы джозефсоновских контактов. На продольных ВАХ зарегистрирована область с ОДС, связанная с генерацией электромагнитного излучения вследствие нестационарного эффекта Джозефсона и ступени Фиске, вызванные резонансным взаимодействием между стоячими электромагнитными волнами во встроенным микрорезонаторе и переменным джозефсоновским током. $T = 77 \text{ K}$ [Баграев, 2012].

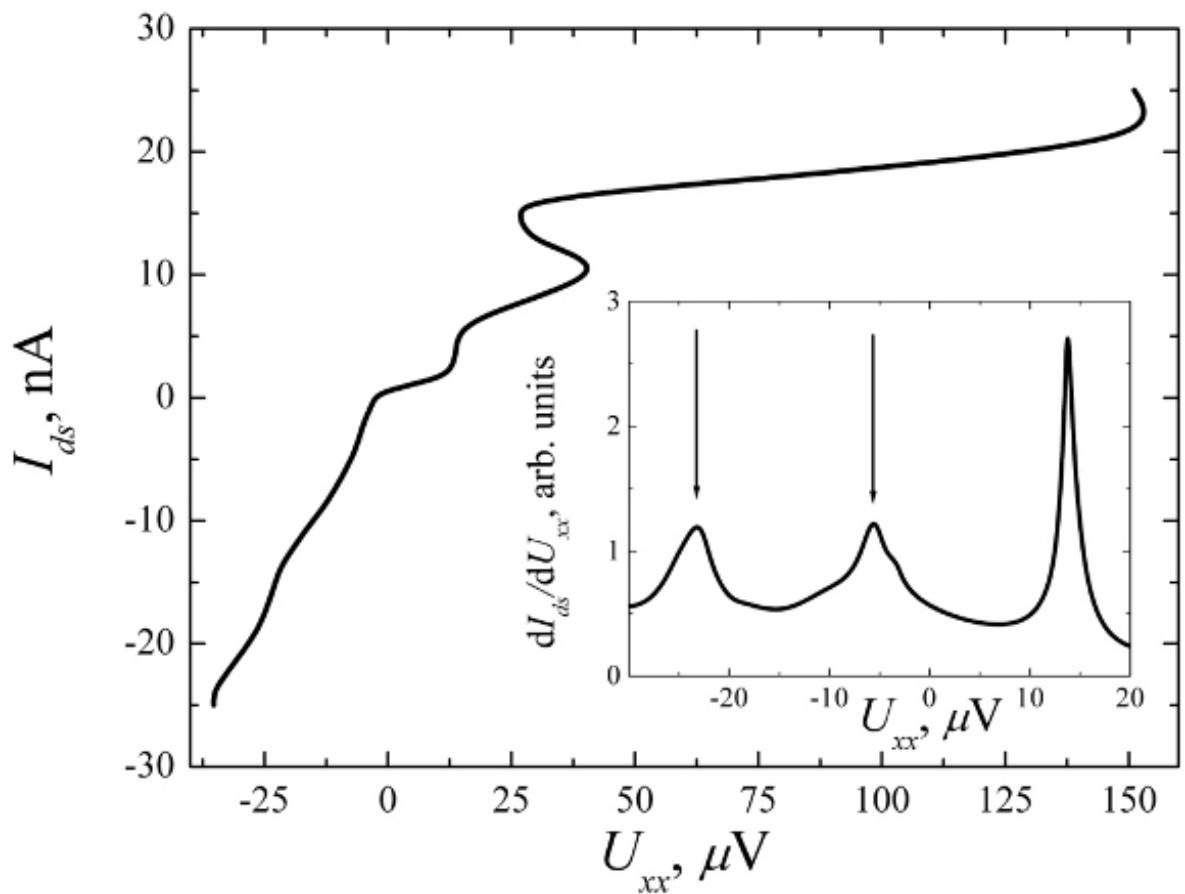


Рис. 30. Продольная ВАХ кремниевой сандвич-nanoструктуры, измеренная при $U_g = 5$ мВ, демонстрирует участок отрицательного дифференциального сопротивления, вызванного наличием джозефсоновской генерации, и ступени Фиске. На вставке – полученная путем численного дифференцирования зависимость $dI_{ds}/dU_{xx}(U_{xx})$ с пиками, соответствующими ступеням Фиске. $T = 77$ K [Баграев, 2012].

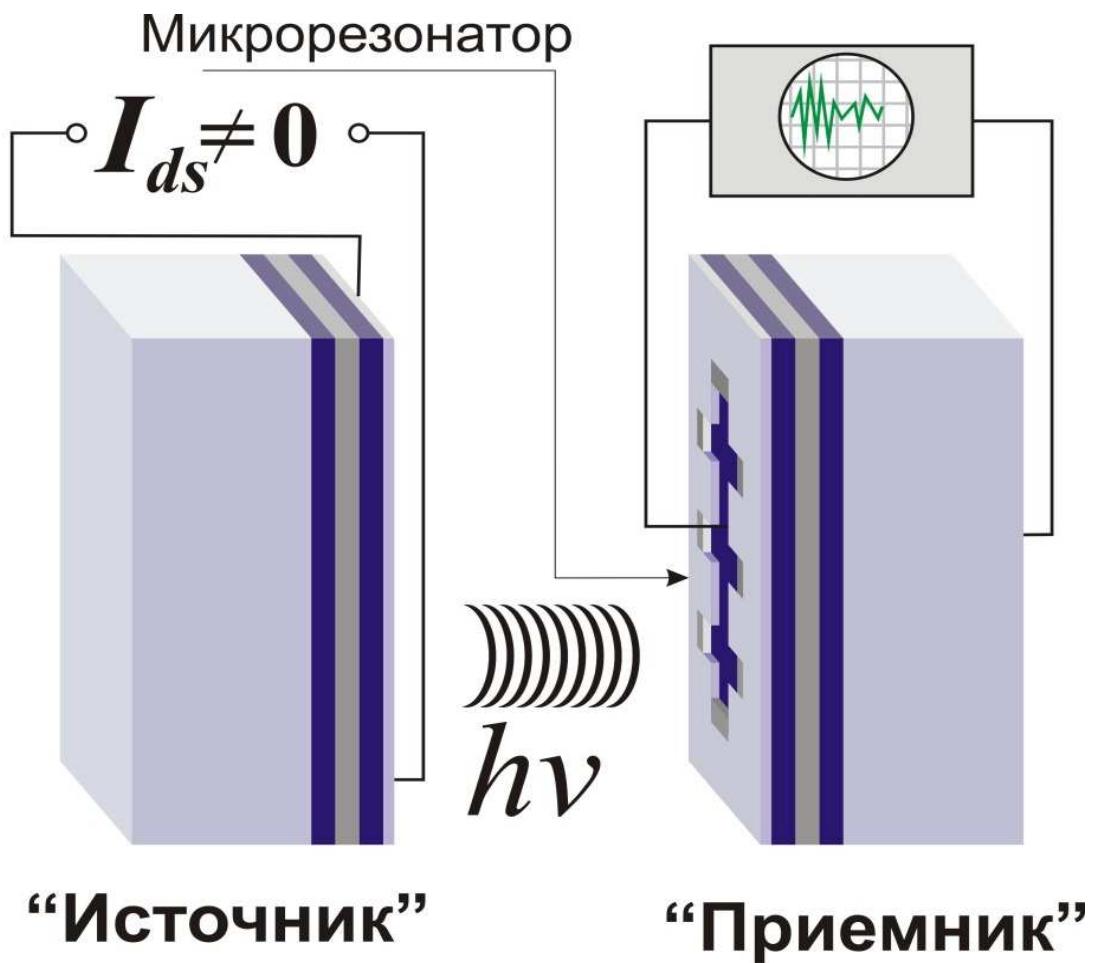


Рис. 31. Геометрия эксперимента по регистрации ступенек Шапиро на ВАХ кремниевого наносандвича («приемник») за счет генерации электромагнитного излучения при пропускании стабилизированного тока, I_{ds} , через другой наносандвич («источник»).

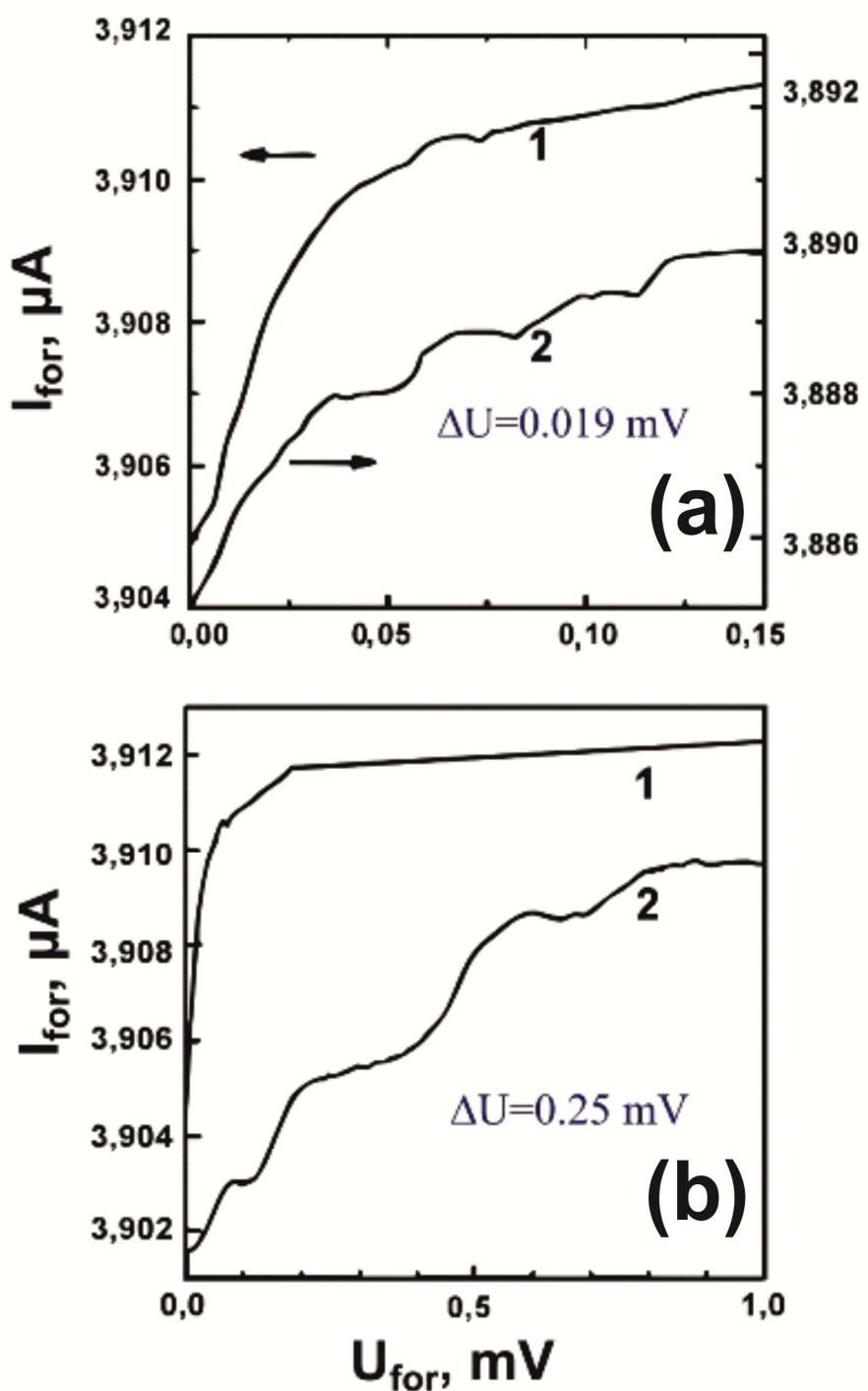


Рис. 32. Вольт-амперные характеристики кремниевой сандвич-наноструктуры - «приемника» при значениях тока, пропускаемого через наносандвич - «источник», $I_{ds} = 0$ нА (кривая 1) и $I_{ds} = 10$ нА (кривая 2). $T = 77$ К. На ВАХ «приемника» наблюдаются ступеньки Шапиро, ширина которых соответствует частоте излучения $\nu = 9.3$ ГГц (а) и $\nu = 120$ ГГц (б).

0.019 мВ, рис. 32а) и $\nu = 120$ ГГц (ступенька шириной 0.25 мВ, рис. 32б). Полученные значения частот, исходя из формулы Вульфа-Брэгга, $\nu = c/2Ln$, где $n=3.4$ – показатель преломления для кремния, c – скорость света, L – размер резонатора, хорошо согласуются с размерами холловской планарной структуры, $L = 4.7$ мм и $L = 360$ мкм для частот $\nu = 9.3$ ГГц и $\nu = 120$ ГГц, соответственно (рис. 18). Следует отметить, что джозефсоновские структуры с прослойками, представляющими собой полупроводниковые квантовые ямы [Takayanagi, 1995, 1985], углеродные нанотрубки [Xiang, 2006; Jarillo-Herrero, 2006] и слои графена [Heersche, 2007], исследовались в качестве источников СВЧ-излучения, но практически полученные данные ограничивались анализом спектров Андреевского отражения и эффекта близости. В свою очередь, рассматриваемая планарная сандвич-nanoструктура, представляющая собой СКЯ, ограниченную сверхпроводящими д-барьерами, сочетает свойства приемника и источника СВЧ-излучения. Таким образом, открывается возможность исследования влияния СВЧ-излучения, генерируемого сандвич-nanoструктурой на характеристики спинозависимого транспорта в СКЯ непосредственно в условиях регистрации ВАХ проводимости и холловских зависимостей без внешнего СВЧ-приемника и – источника.

2.5. Электрическое детектирование спинозависимой рекомбинации и спинозависимого рассеяния носителей на точечных и протяженных дефектах в полупроводниках

Спинозависимые рекомбинация и рассеяние носителей (СЗР), обусловленные наличием примесных и структурных дефектов в полупроводниках, исследуются уже более сорока лет, и основные успехи в развитии данного направления связаны с использованием методов электрического и оптического детектирования ЭПР (ЭДЭПР, ОДМР) [Vlasenko, 1995; Cavenett, 1981].

Методики ЭДЭПР и ОДМР основаны на использовании внешних резонаторов и источников СВЧ в условиях сканирования магнитного поля. Однако в этом случае индуцированные переходы между зеемановскими подуровнями носителей исследуемого центра регистрируются не по поглощению СВЧ мощности, как в рамках классического ЭПР, а по резонансному изменению магнетосопротивления или тока, протекающего через образец (ЭДЭПР), а также – по изменению интенсивности и степени поляризации люминесценции или коэффициента прохождения света через образец (ОДМР).

Впервые эксперимент по наблюдению ЭДЭПР в полупроводниках был реализован при исследовании классического объекта – кристалла кремния, содержащего центры фосфора [Schmidt, 1966; Honig, 1966; 1978]. Регистрация осуществлялась по изменению тока, протекающего через образец, в условиях СВЧ индуцированных переходов между зеемановскими подуровнями мелкого донора - фосфора в магнитном поле, соответствующем ЭПР. Однако эксперимент проводился в неравновесных условиях, поскольку для повышения чувствительности метода авторы были вынуждены использовать оптическую накачку, чтобы увеличить концентрацию электронов в зоне проводимости при измерении резонансного изменения тока. Практически с момента проведения этих пионерских исследований Шмидта и Хонига возникли вопросы по идентификации механизма ЭДЭПР, который мог быть обусловлен как спинозависимой рекомбинацией, так и спинозависимым рассеянием носителей на примесных и структурных дефектах. Причем в неравновесных условиях, например, при оптической накачке разделить вклад этих процессов в механизм ЭДЭПР практически невозможно, поскольку в этом случае могут изменяться и плотность, и подвижность носителей.

Далее, различные эффекты СЗР исследовались с помощью ЭДЭПР в кремнии, содержащем оборванные связи на поверхности (100) и (111) – так называемые P_b – центры (рис. 33) [Lepine, 1972; Brandt, 1991], оборванные

связи краевых дислокаций [Кведер, 1982b; Wosinski, 1975; Marklund, 1979] и в аморфном кремнии [Street, 1982a, 1982b; Morigaki, 1985]. Причем различные версии регистрации ЭДЭПР предусматривали наличие оптической накачки или инжекции носителей, что сделало возможным изучение не только примесных и структурных дефектов со спином $S = 1/2$, но и их возбужденных высокоспиновых состояний, $S \geq 1$, возникающих вследствие селективного заполнения магнитных подуровней [Vlasenko, 1995; Kaplan, 1978]. В частности, было показано, что в магнитном поле, соответствующем анти-пересечению магнитных подуровней $M = \pm 1$ и $M = 0$, СЗР наблюдается в условиях значительной спиновой поляризации триплетных центров (рис. 5). Для объяснения механизма СЗР, кроме моделей на основе селективного заполнения магнитных подуровней при частичном снятии запрета триплет-синглетного перехода, предлагалось учесть взаимосвязанность спиновых корреляций и электрон-колебательного взаимодействия [Баграев, 1988]. Тем не менее, основной вопрос об относительном вкладе в сигнал ЭДЭПР спинозависимого рассеяния и спинозависимой рекомбинации оставался открытым из-за неравновесности условий проводимых экспериментов.

Важным шагом в разрешении данной проблемы явилось наблюдение ЭДЭПР DX-центров в процессе регистрации квантового эффекта Холла в гетеропереходе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, которое проводилось в условиях стабилизированного тока исток-сток, которые подчеркивали равновесность проводимого эксперимента, хотя и без того методы на основе эффекта Холла по своей сути являются равновесными (рис. 34а и б) [Dobers, 1988a; Nefyodov, 2011]. Эти результаты представляют собой практически первую регистрацию ЭДЭПР точечных центров в краевых каналах с высокой спиновой поляризацией носителей, возникающих в низкоразмерных полупроводниковых структурах в условиях сильного магнитного поля. Более того, электрически детектируемый ядерный магнитный резонанс ядер

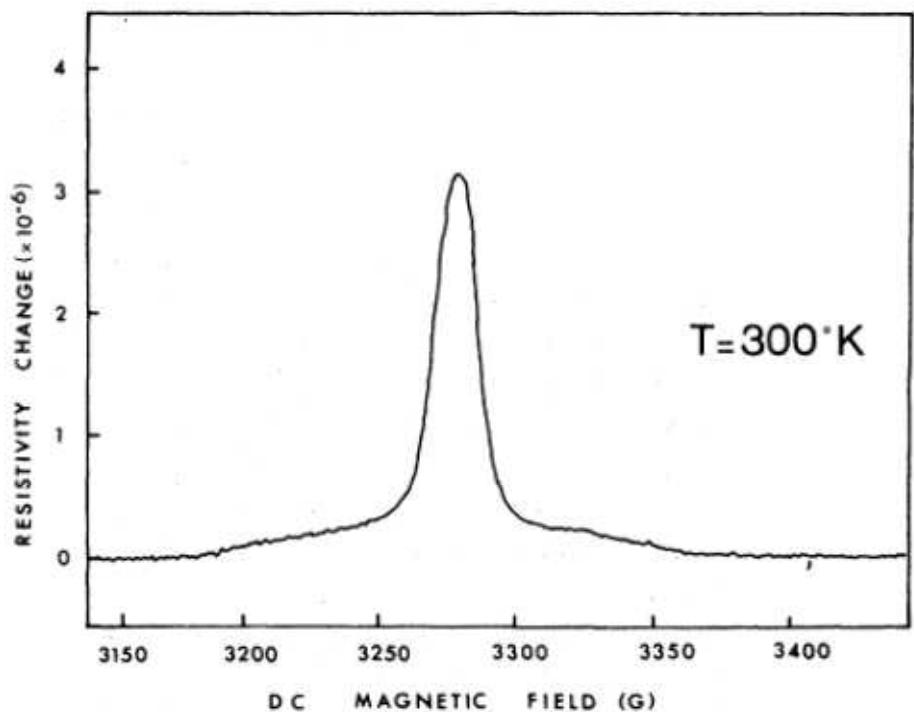


Рис. 33. Резонансное изменение сопротивления, обусловленное ЭПР P_b – центров на поверхности монокристаллического кремния. Регистрация проводилась в условиях дневной подсветки, в процессе сканирования магнитного поля при $T = 300 K$ в условиях СВЧ накачки, 9.3 ГГц (X-band), 200 мВ, частота модуляции 5 кГц [Lepine, 1972].

мышьяка и галлия, зарегистрированный параллельно с ЭДЭПР, демонстрировал их неравновесную спиновую поляризацию, что практически свидетельствовало о сильной спиновой поляризации электронов в краевых каналах, индуцированных в сильном магнитном поле [Dobers, 1988a, 1988b]. Таким образом, эти эксперименты, проведенные в лаборатории Клауса фон Клитцинга, показали, что ЭДЭПР DX-центров, зарегистрированный в режиме квантового эффекта Холла, проявляется вследствие спинозависимого рассеяния носителей в краевых каналах, индуцированных в сильном магнитном поле. Кроме того, полученные результаты свидетельствовали, что даже в условиях равновесного эксперимента, каким является эффект Холла при жесткой стабилизации тока исток-сток, спиновая система носителей может быть неравновесной.

В этом случае возникают реальные предпосылки для наблюдения эффектов спинового транзистора, квантового спинового эффекта Холла и ЭДЭПР в случае спиновой поляризации носителей в краевых каналах в отсутствие сильного магнитного поля, например, вследствие многократного андреевского отражения или спонтанной спиновой поляризации [Баграев, 2009; Bagraev, 2002a, 2002b].

Поэтому целесообразно рассмотреть возможность реализации ЭДЭПР точечных центров в условиях спинозависимого транспорта носителей в краевых каналах топологических изоляторов и сверхпроводников, которые существуют в отсутствие внешнего магнитного поля (рис. 28 и 35) [Hasan, 2010; Buttiker, 2009].

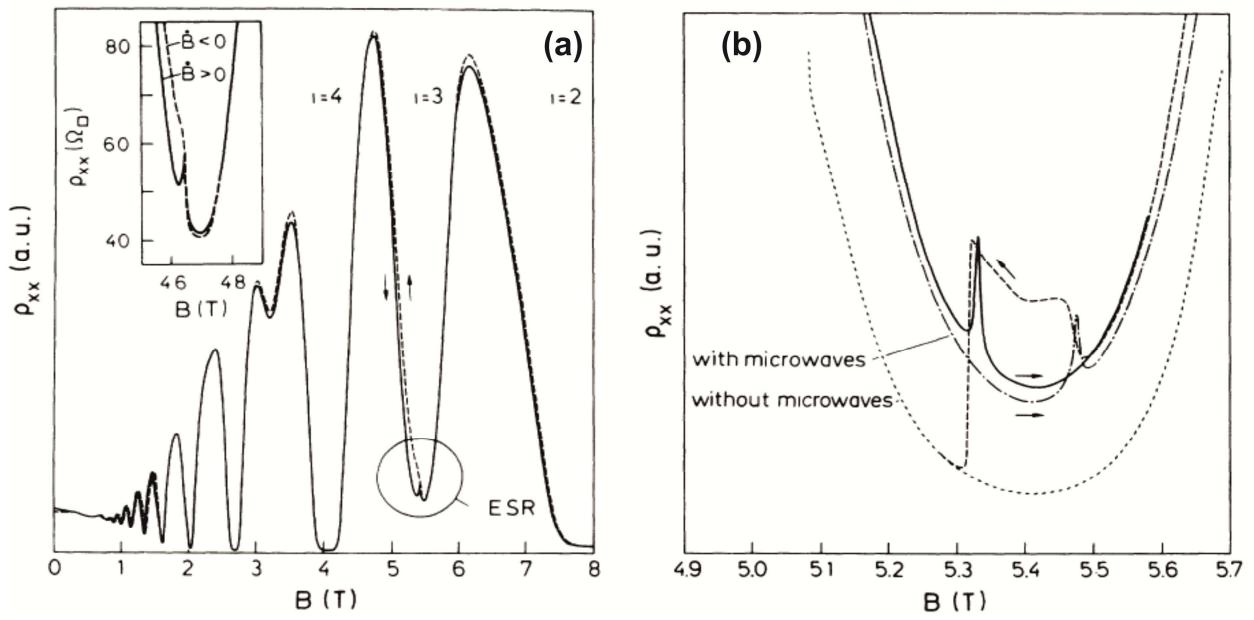


Рис. 34. Магнетосопротивление, ρ_{xx} , в условиях СВЧ излучения, 23.1 ГГц ($dB/dT = +2.35$ Тл/мин – сплошная линия; $dB/dT = -2.35$ Тл/мин – пунктирная линия), ЭСР наблюдается при $B \approx 5.5$ Тл (а), и его вариации вследствие воздействия микроволнового излучения, индуцирующего ЯМР (б). [Dobers, 1988a, 1988b].

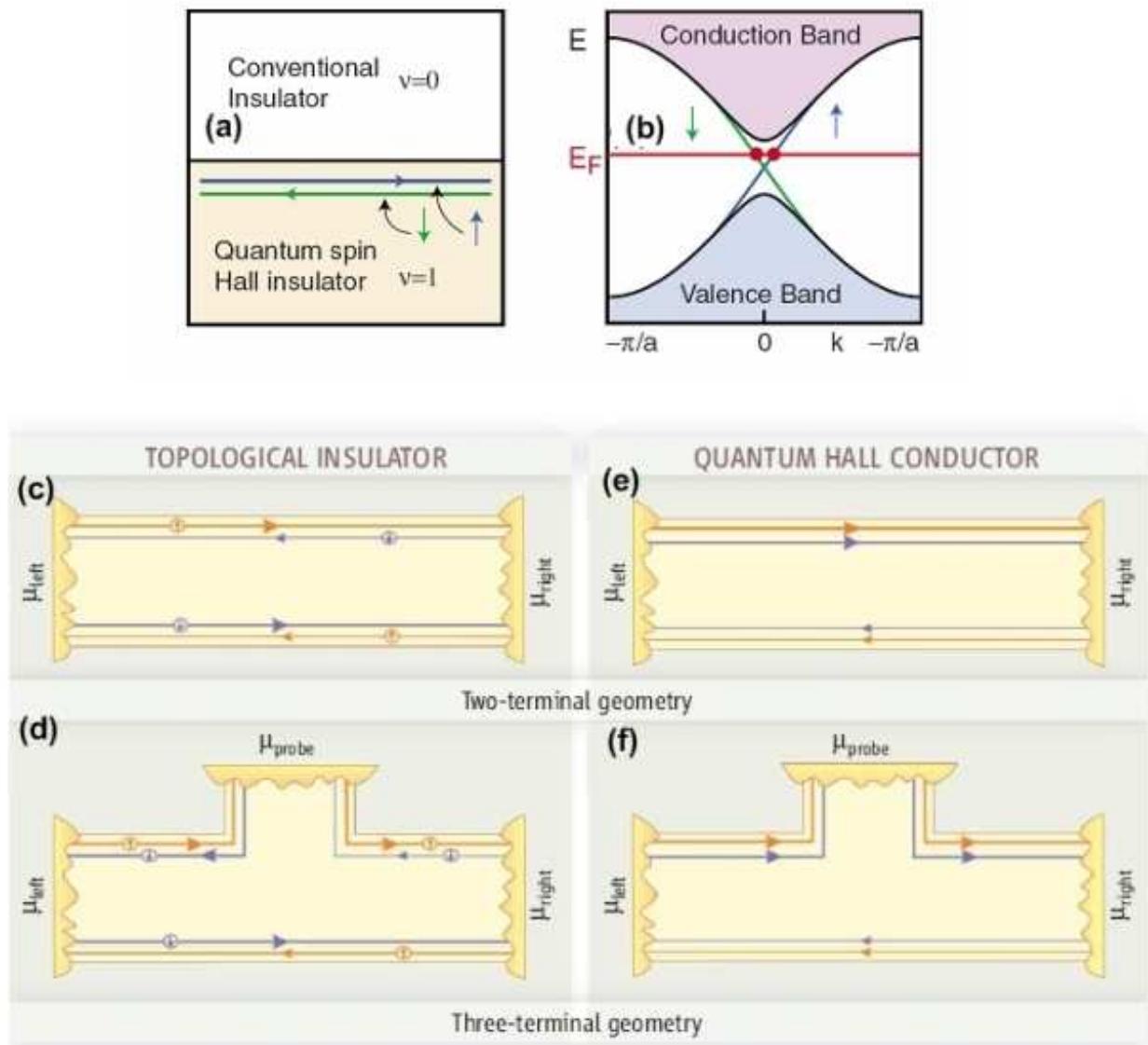


Рис. 35. (а), (б) - Граница раздела между состоянием классического и топологического изолятора в режиме квантового спинового эффекта Холла содержит хиральные краевые каналы, направленные, в отличие от режима ЦКЭХ, (е) и (ф), в противоположные стороны для частиц со спином $1/2$ и $-1/2$, (с) и (д). [Buttiker, 2009]

2.6. Спинозависимый транспорт носителей в кремниевых сандвич-наноструктурах

2.6.1. Спинозависимые эффекты в кремниевых сандвич-наноструктурах.

Исследования спинозависимого продольного транспорта дырок в кремниевой сандвич-наноструктуре производились посредством измерений U_{xx} и U_{xy} в холловской геометрии эксперимента при изменении напряжения вертикального затвора U_g в пределах $\pm 2\Delta$ в отсутствие внешнего магнитного поля, $T = 77 K$ (рис. 18) [Баграев, 2012].

Как отмечено выше, необходимым условием для наблюдения спинозависимых явлений в кремниевых сандвич-наноструктурах является стабилизация продольного тока исток-сток, что позволяет избежать разогрева носителей в краевых каналах. Причем в условиях варьирования напряжения вертикального затвора в диапазоне $\pm 2\Delta$ плотность дырок в СККЯ практически не изменялась и составляла $p_{2D} \approx 1.1 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$.

На рисунке 36 представлены зависимости продольной проводимости G_{xx} от напряжения на вертикальном затворе при различных значениях стабилизированного продольного тока сток-исток I_{ds} , $G_{xx} = I_{ds}/U_{xx}$. В диапазоне малых значений стабилизированного тока I_{ds} продольная проводимость ведет себя дискретно, проявляя значения близкие к $Z \cdot 2e^2/h$, где $Z \approx 2$ при $I_{ds} = 0.25 \text{ нA}$, $Z \approx 0.7$ при $I_{ds} = 5 \text{ нA}$, $Z \approx 1$ при $I_{ds} = 1 \text{ нA}$, что свидетельствует о формировании в СККЯ краевых баллистических каналов проводимости (рис. 28 и 35). Поведение кондактанса таких каналов подчиняется формуле Ландауэра $G_i = G_0 \cdot T_i(E)$, где $G_0 = ge^2/h$, g – спиновый фактор, который изменяется от двух до единицы при увеличении спиновой поляризации; $T_i(E)$ – функция пропускания i -го канала, зависящая от условий квантовой интерференции носителей, которые, в частности, контролируются путем изменения температуры, величины тянувшего электрического поля и напряжения на вертикальном затворе [Buttiker, 2009].

Следует отметить, что квантовая лестница проводимости, проявляющая отмеченные выше значения кондактанса, уже наблюдалась ранее в кремниевых СККЯ *p*-типа, ограниченных δ -барьерами, сильно легированными бором, во многом благодаря малому значению эффективной массы двумерной тяжелой дырки [Bagraev, 2008a; Баграев, 2002]. При этом в баллистических каналах возникала спонтанная спиновая поляризация носителей вследствие доминирования обменного взаимодействия над кинетической энергией [Баграев, 2002; Шелых, 2003]. Однако для получения баллистических каналов в этих случаях использовался метод расщепленного затвора [Bagraev, 2008a; Thornton, 1986; Wharam, 1988; van Wees, 1988]. В рамках холловской геометрии дискретные значения кондактанса регистрируются в отсутствие какого-либо латерального электрического поля, ответственного за электростатическое ограничение, что позволяет рассматривать их как результат формирования краевых каналов в кремниевых сандвич-nanoструктурах, которые, по-видимому, проявляют свойства топологических изоляторов [Buttiker, 2009; Hasan, 2010]. Кроме того, следует отметить, что малая эффективная масса дырок в кремниевых сандвич-nanoструктурах, возможно, является следствием образования краевых топологических состояний из-за перекрытия валентной зоны и зоны проводимости на границах СККЯ и δ -барьеров, по аналогии с гетеропереходами HgTe-CdTe [Bagraev, 2008a; Bernevig, 2006a].

Зарегистрированная при $I_{ds} = 0.25 \text{ nA}$ величина продольной проводимости $G_{xx} \approx 4e^2/h$ совпадает с результатом, полученным при измерении высоты ступеней квантовой лестницы проводимости в проволоках на основе кремниевых сандвич-nanoструктур и системах сверхпроводник - углеродная нанотрубка - сверхпроводник [Jarillo-Herrero, 2006; Баграев, 2002]. Множитель “4” при этом возникал вследствие учета спинового и орбитального вырождений энергетических уровней, ответственных за реализацию квантовой лестницы проводимости. Однако точно такая же величина проводимости предсказывалась для процессов андреевского

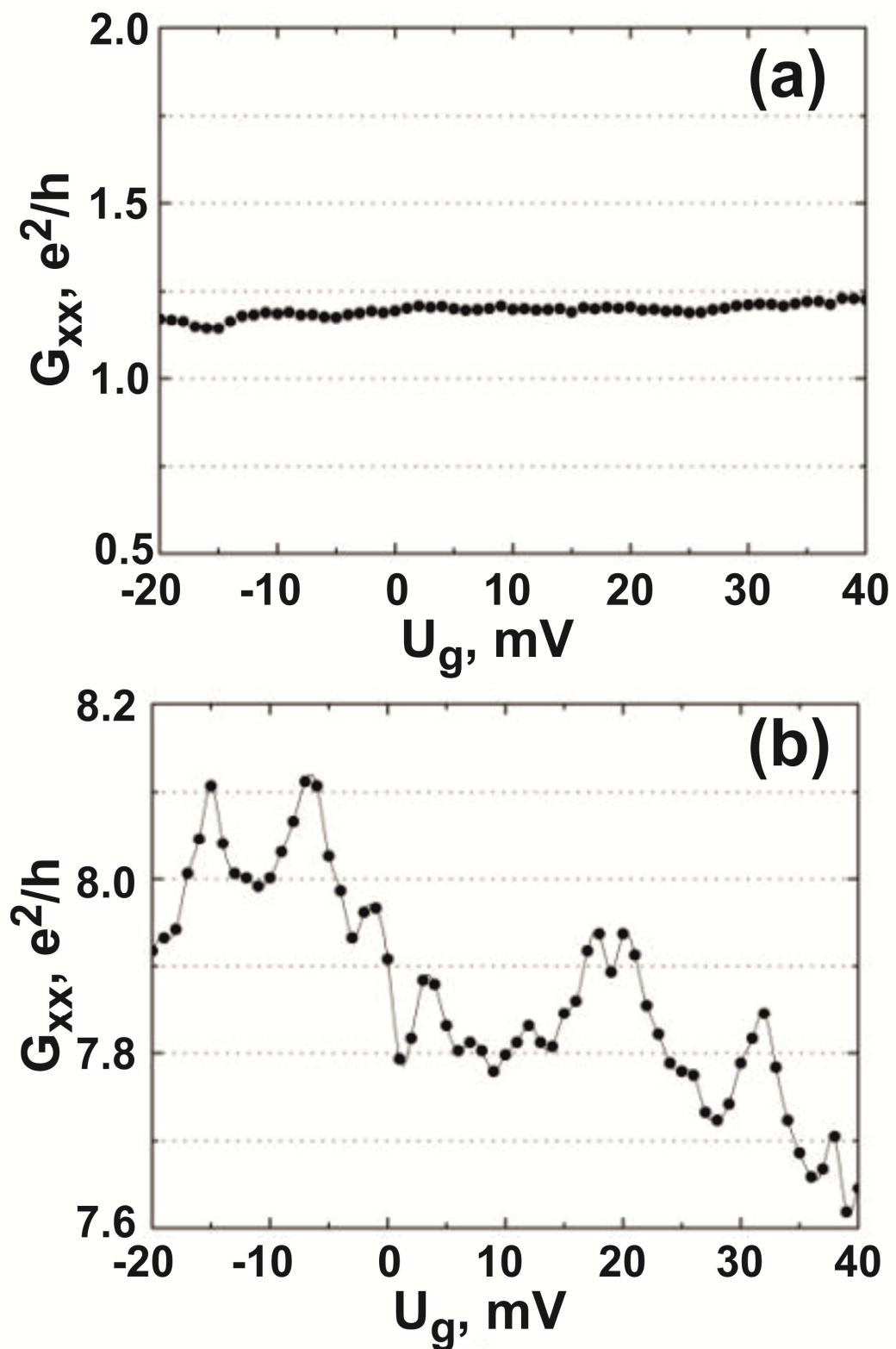


Рис. 36. Зависимости продольной проводимости G_{xx} от напряжения на вертикальном затворе при различных значениях стабилизированного тока I_{ds} демонстрируют (а) – “0.7-особенность” продольной проводимости при $I_{ds} = 0.5 \text{ nA}$ и (б) – осцилляции Ааронова-Кашера при $I_{ds} = 5 \text{ nA}$, обусловленные изменением величины СОВ. $T = 77 \text{ K}$.

отражения, каждый акт которого сопровождается передачей удвоенного заряда $2e$ [de Jong, 1995]. Ранее при измерении продольной и холловской проводимости кремниевых сандвич-nanoструктур были зарегистрированы спектры многократного Андреевского отражения, выступающего в качестве одного из наиболее вероятных механизмов спиновой поляризации носителей в краевых топологических каналах [Баграев, 2009a]. В самом деле, полученная при $I_{ds} = 0.5 \text{ nA}$ величина продольной проводимости $G_{xx} \approx 0.7 \cdot (2e^2/h)$, (рис. 3бa) свидетельствует о высокой степени спиновой поляризации носителей в краевом канале, поскольку соответствует величине характерной особенности на первой ступеньке квантовой лестницы проводимости, полученной с помощью метода расщепленного затвора в различных полупроводниковых квантовых ямах и гетеропереходах [Bagraev, 2004, 2008a; Баграев, 2002; Thomas, 1996; Graham, 2007]. Для идентификации “0.7-особенности”, зарегистрированной в нулевом магнитном поле, использовались измерения квантовой лестницы проводимости в условиях варьирования величиной внешнего магнитного поля [Thomas, 1996; Graham, 2007] и плотности двумерных носителей [Bagraev, 2004, 2008a; Баграев, 2002]. Было обнаружено, что с ростом магнитного поля и/или уменьшением плотности двумерных носителей подступенька $0.7 \cdot (2e^2/h)$ трансформируется в $0.5 \cdot (2e^2/h)$, тем самым демонстрируя наличие высокой спиновой поляризации в баллистическом канале [Bagraev, 2004, 2008a; Баграев, 2002; Thomas, 1996; Graham, 2007]. Таким образом, в краевых каналах кремниевых нано-сандвичей возникает спиновая поляризация дырок в условиях многократного андреевского отражения, которое доминирует при экстремально малых значениях стабилизированного тока исток-сток.

Благодаря спиновой поляризации дырок в краевых каналах становится возможным наблюдение спиновой интерференции, в частности, осцилляций Ааронова – Кашера (АК) в продольной проводимости кремниевых нано-сандвичей в зависимости от напряжения вертикального затвора (рис. 3бb) [Bagraev, 2008]. В этом случае период АК-осцилляций определяется фазовым

сдвигом, который зависит от величины спин-орбитального взаимодействия (СОВ) Рашибы в валентной зоне СККЯ [Bagraev, 2008a; Awschalom, 2002; Shelykh, 2005a]:

$$B_{eff} = \frac{\alpha}{g_B \mu_B} [\mathbf{k} \times \mathbf{e}_z], \quad (2.2)$$

где B_{eff} - эффективное поле, действующее на спин носителя в условиях СОВ Рашибы; α – параметр спин-орбитального взаимодействия Рашибы, который в случае квантовой ямы p -типа проводимости определяется характеристиками валентной зоны [Winkler, 2000, 2002]:

$$\begin{aligned} \alpha_{hh} &= -3\beta_{hh}\langle k_r^2 \rangle E_z \\ \beta_{hh} &= \alpha(\gamma_2 + \gamma_3)\gamma_3 \left[\frac{1}{\varepsilon_1^{hh} - \varepsilon_1^{lh}} \left(\frac{1}{\varepsilon_1^{hh} - \varepsilon_2^{lh}} - \frac{1}{\varepsilon_1^{hh} - \varepsilon_2^{hh}} \right) + \frac{1}{(\varepsilon_1^{hh} - \varepsilon_2^{lh})(\varepsilon_1^{hh} - \varepsilon_2^{hh})} \right] \frac{e\hbar^4}{m_{eff}^2} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Здесь l является характерной длиной, связывающей напряжение вертикального затвора, U_g , и электрическое поле, $U_g = E_z \cdot l$, которая определяется толщиной кристалла Si n -типа, на поверхности которого находится СККЯ, ограниченная δ -барьерами, сильно легированными бором: $l = 350 \text{ мкм}$; $\langle k_r \rangle$ - среднее значение площади волнового вектора в плоскости перпендикулярной квантовой яме, $\langle k_r^2 \rangle \approx \pi^2/d^2$; d – ширина квантовой ямы, $d = 2 \text{ нм}$; $\alpha \approx 0.7$, γ_2 , γ_3 - параметры Латтинжера [Bagraev, 2008a]. $\varepsilon_{1,2}^{lh,hh}$ соответствуют энергиям легкой и тяжелой дырок в СККЯ; нижний индекс показывает номер подзоны, а верхний указывает на тяжелую или легкую дырку. Ранее, исходя из вида туннельных спектров и спектров электролюминесценции, удалось определить позиции этих подзон в исследованной структуре: $\varepsilon_1^{lh} = 114 \text{ мэВ}$, $\varepsilon_2^{lh} = 476 \text{ мэВ}$, $\varepsilon_1^{hh} = 90 \text{ мэВ}$, $\varepsilon_2^{hh} = 307 \text{ мэВ}$ [Bagraev, 2010b; Баграев, 2009b]. Если учесть эффективное обратное рассеяние дырок на точечных контактах, то формула (2.2)

модифицируется при наличии напряжения вертикального затвора и магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости СКЯ, $G = G_0(1 - |B|^2)$ [Shelykh, 2005a, 2005b], где

$$B(\alpha, E, \Phi) = \frac{\sin^2\left(\frac{\pi m\alpha r}{\hbar^2} + \frac{e\Phi}{2hc}\right)}{1 - \exp\left(2\pi ir\sqrt{\left(\frac{m\alpha^2}{\hbar^2}\right)\left(\frac{m\alpha^2}{\hbar^2} + E\right)}\right) \cos^2\left(\frac{\pi m\alpha r}{\hbar^2} + \frac{e\Phi}{2hc}\right)}. \quad (2.4)$$

Значение параметра r определяется геометрическими размерами области спиновой интерференции, в частности, для кольцевых структур r – радиус кольца, который может быть оценен из периода АК-осцилляций [Bagraev, 2008a; Winkler, 2000, 2002]:

$$\Delta U_g \approx \frac{\hbar^2 d^2 l}{3\pi^2 r m_{eff} \beta_{hh}} \quad (2.5)$$

Оценка величины r на основании формул (2.3)-(2.5) с учетом экспериментальных значений $\Delta U_g \approx 12 \text{ мВ}$ (рис. 36б) и $m_{eff} \approx 2.6 \cdot 10^{-4} m_0$ [Bagraev, 2008a] составляет $r = 9.8 \text{ мкм}$, что удовлетворяет условию фазовой когерентности, $2\pi r < l_\varphi$, где l_φ – длина фазовой когерентности в кремниевых сандвич-nanoструктурах [Bagraev, 2006, 2008a]. Однако, период наблюдаемых осцилляций возможно в два раза меньше отмеченного выше в том случае, если доминируют осцилляции Аронова – Альтшулера – Спивака [Bagraev, 2008a].

Таким образом, экспериментальная регистрация АК-осцилляций не только демонстрирует эффект спинового транзистора, но и идентифицирует топологическую основу краевых каналов в кремниевых сандвич-nanoструктурах.

2.6.2. Квантовые точечные контакты в сверхпроводящих краевых каналах кремниевых сандвич-nanoструктур

Полученные результаты, свидетельствующие о наличии спиновой поляризации дырок в краевых каналах кремниевой сандвич-nanoструктуры, могут быть учтены в рамках феноменологической модели топологических состояний, представляющих собой сверхпроводящие краевые каналы, содержащие квантовые точечные контакты (рис. 37а, б и с). Предлагаемая модель основана на свойствах δ -барьеров, ограничивающих СКЯ. Как отмечено выше, внутри кремниевых δ -барьеров сформирована самоупорядоченная система одиночных тригональных дипольных центров бора с отрицательной корреляционной энергией, что приводит к высокотемпературной сверхпроводимости, которая усиливается вблизи краев сандвич-nanoструктур [Баграев, 2009а, 2009б, 2010; Bagraev, 2010а]. Однако наличие напряжений, возникающих в сандвич-nanoструктуре на стадии предварительного окисления поверхности кремния (100), способствует возникновению структурного беспорядка на отдельных участках ориентированных вдоль кристаллографических осей {110} цепочек тригональных дипольных центров бора. Наличие подобного беспорядка проявляется в характеристиках транспортных и магнитных свойств нано-сандвичей. Причем степень беспорядка в системе дипольных центров бора может зависеть от направления и величины приложенного тянувшего напряжения и напряжения вертикального затвора [Баграев, 2009а, 2009б, 2010; Bagraev, 2010а]. В случае, когда длина разупорядоченного участка цепочки меньше длины свободного пробега тяжелой дырки, но достаточно велика для процесса двухчастичного туннелирования, в краевом топологическом канале реализуется квантовый точечный контакт (рис. 37а). В условиях слабого тянувшего поля исток-сток в краевом канале возникает спиновая поляризация носителей за счет процессов многократного андреевского отражения [Баграев 2010; Bagraev, 2010а]. Наличие спиновой поляризации тяжелых дырок, идентифицированной при регистрации “0.7-особенности”, по-видимому, указывает на формирование такого квантового точечного

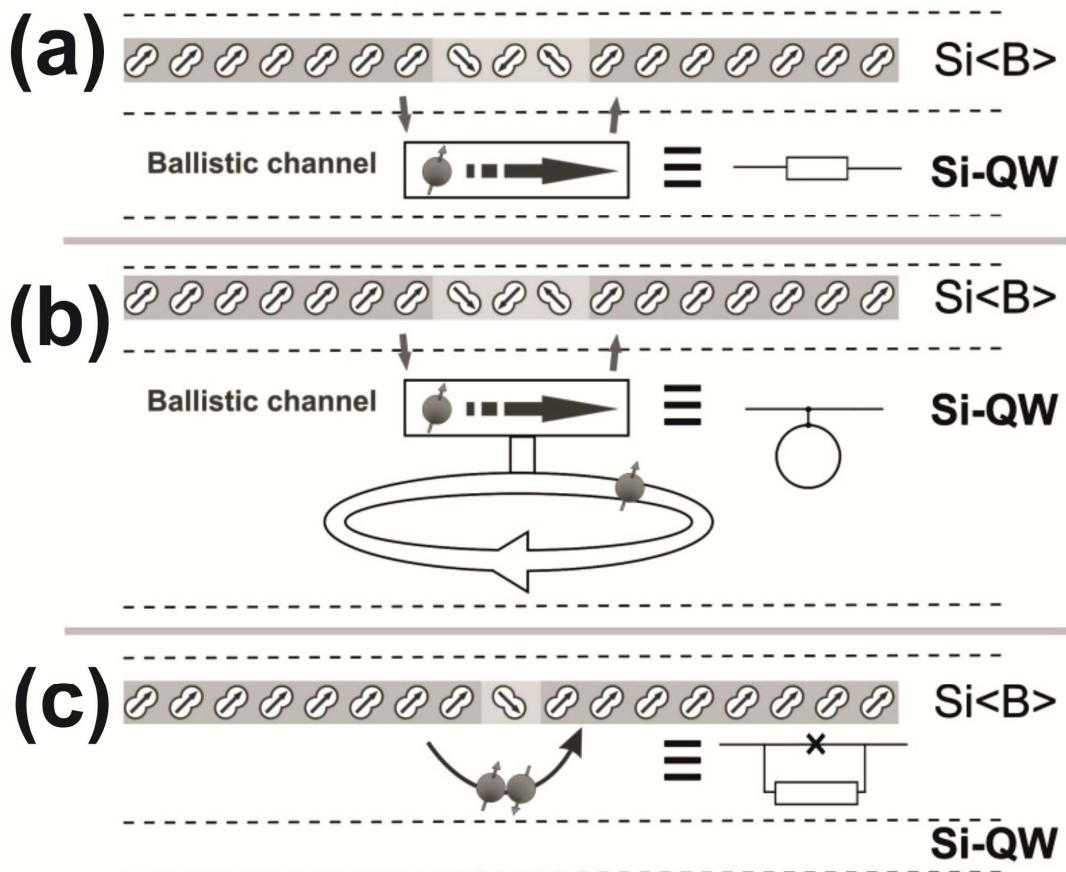


Рис. 37. Модели топологического краевого канала в δ -барьерах, содержащего сверхпроводящие упорядоченные области и неупорядоченные области, вероятность двухчастичного туннелирования через которые может меняться в зависимости от направления и величины внешнего электрического поля, что приводит к проявлению каналом свойств (а) - баллистического квантового точечного контакта, (б) - замкнутого интерференционного контура или (с) - джозефсоновского контакта.

контакта внутри сверхпроводящего краевого канала. Кроме того, вблизи квантовых точечных контактов возможно образование интерферирующих замкнутых мезоскопических траекторий, благодаря чему наблюдаются осцилляции продольной проводимости типа Ааронова-Кашера и Ааронова-Альтшулера-Спивака (рис. 37б) [Altshuler, 1981]. Увеличение тянущего поля приводит, в рамках предлагаемой модели, к электростатическому упорядочению дипольных центров бора, в результате чего уменьшается длина квантового точечного контакта и соответственно возрастает вероятность двухчастичного туннелирования. Таким образом, квантовый точечный контакт может трансформироваться в одиночный джозефсоновский переход внутри сверхпроводящего краевого канала (рис. 37с). Причем, если стабилизированный ток исток-сток превышает критическое значение, на продольной ВАХ нано-сандвича наблюдается участок ОДС, что свидетельствует о генерации электромагнитного излучения вследствие нестационарного эффекта Джозефсона. Изменение напряжения вертикального затвора в пределах сверхпроводящей щели подавляет ОДС из-за ухудшения условий резонансного туннелирования пар дырок через уровни размерного квантования в валентной зоне СККЯ (рис. 29б) [Bagraev, 2010а]. Таким образом, генерация электромагнитного излучения вследствие нестационарного эффекта Джозефсона в плоскости СККЯ весьма чувствительна к изменению напряжения вертикального затвора, управляемого позициями уровней размерного квантования двумерных дырок и величиной СОВ.

Существенное увеличение продольной проводимости и асимметричное поведение ВАХ при смене направления стабилизированного тока исток-сток в кремниевом нано-сандвиче можно также объяснить в рамках известной модели топологического изолятора (рис. 28а) [Buttiker, 2009], используя ее для описания вертикального расположения парных одномерных каналов, в которых носители имеют противоположную ориентацию спинов (рис. 28б). При этом краевые каналы, соответствующие положительному и

отрицательному направлениям стабилизированного тока исток-сток, оказываются пространственно разделены, будучи расположенными в верхнем и нижнем δ -барьерах. Таким образом, регистрация различных значений продольной проводимости при смене знака тока исток-сток вытекает из асимметрии сандвич-nanoструктуры вследствие упорядочения дипольных центров бора в условиях наличия $p-n$ перехода (рис.18).

2.6.3. Квантовый спиновый эффект Холла.

В рамках исследований спинозависимого транспорта дырок в СКЯ, помимо измерений U_{xx} регистрировалась холловская разность потенциалов, U_{xy} , в зависимости от напряжения вертикального затвора при различных значениях продольного стабилизированного тока исток–сток I_{ds} . Как видно из рисунка 38, наблюдается широкий пик холловской разности потенциалов при $U_g \approx 10 \text{ mV}$, затухающий с увеличением величины тока исток-сток. Необходимо отметить, что измеренные величины U_{xy} были на 2-3 порядка меньше, чем значения продольного падения напряжения U_{xx} . Причем U_{xy} существенно уменьшается с ростом тока исток-сток при всех значениях U_g , что свидетельствует о деполяризации носителей и разрушении квантовой спиновой интерференции, по всей видимости, вследствие процессов разогрева (рис. 38). В случае малых значений тянувшего тока исток–сток полученный результат может быть интерпретирован как квантовый спиновый эффект Холла, который в эксперименте проявляется как ненулевая холловская разность потенциалов, зависящая от напряжения вертикального затвора [Bernevig, 2006a; Roth, 2009]. Величина эффекта во многом определяется степенью спиновой поляризации носителей в краевых каналах, которые в рамках спинового эффекта Холла расположены, как показано на рисунке 28a, на противоположных краях структуры топологического изолятора для носителей с проекциями спина +1/2 и -1/2 [Bernevig, 2006b;

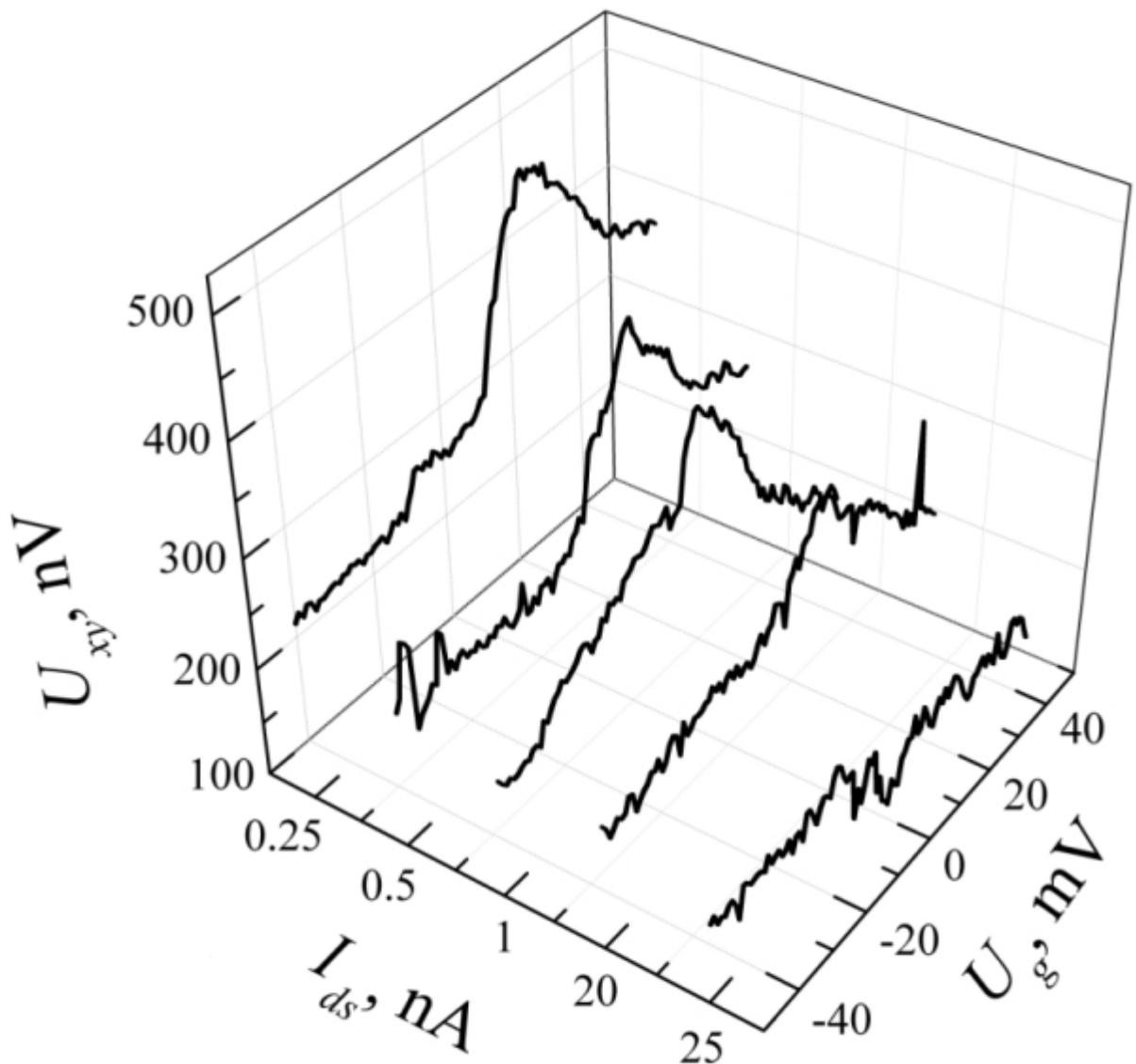


Рис. 38. Зависимость холловской разности потенциалов U_{xy} от напряжения вертикального затвора U_g при различных значениях стабилизированного тока исток-сток демонстрирует квантовый спиновый эффект Холла. При этом U_{xy} существенно уменьшается с ростом тока исток-сток. $T = 77\text{ K}$.

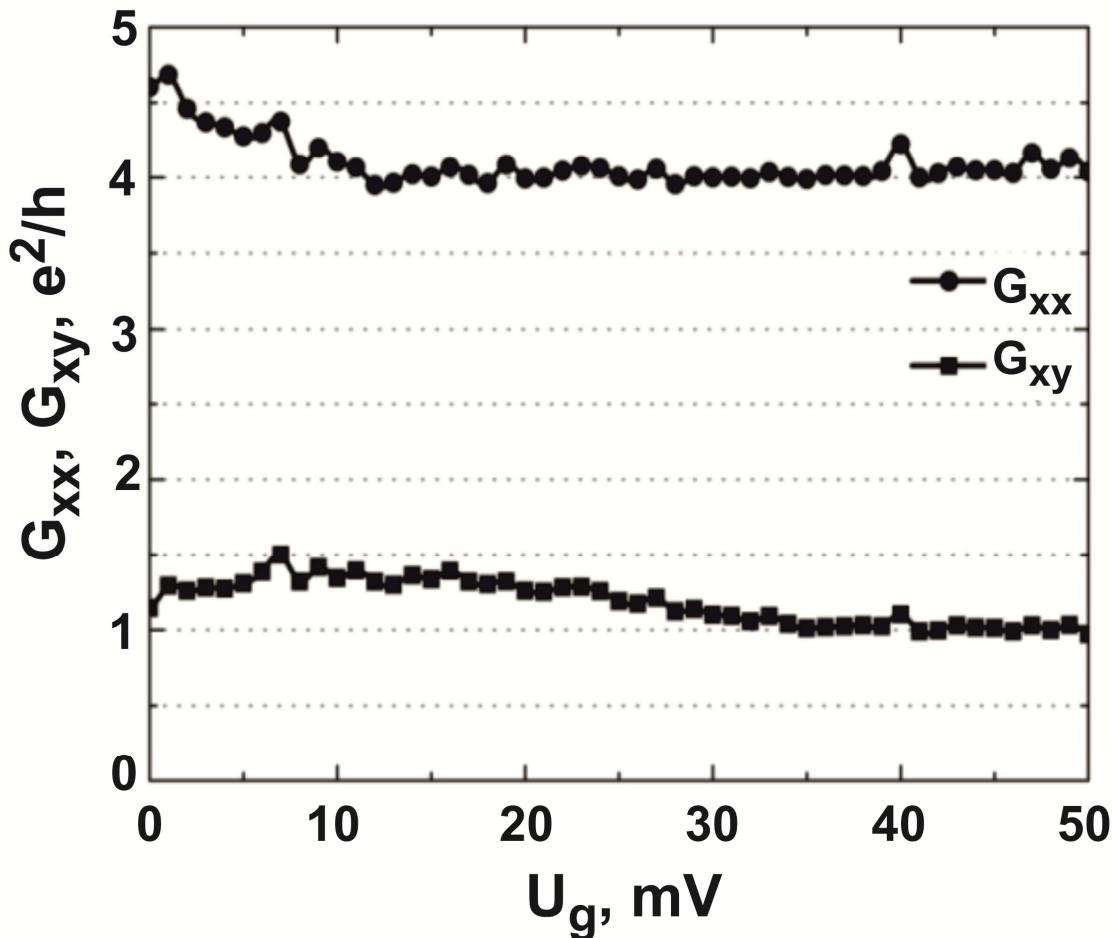


Рис. 39. Зависимость G_{xy} и G_{xx} от напряжения вертикального затвора U_g при значении стабилизированного тока исток-сток $I_{ds} = 0.25 \text{ nA}$. При этом G_{xx} демонстрирует значения $4 e^2/h$, что соответствует теоретически предсказанной величине вклада в проводимость процессов многократного Андреевского отражения, выступающего, по всей видимости, в качестве основного механизма спиновой поляризации носителей в краевых каналах, в то время как величина G_{xy} в этом случае составляет e^2/h , что может быть интерпретирована как квантовый спиновый эффект Холла. $T = 77 \text{ K}$.

Roth, 2009; Kent, 2006]. Напряжение вертикального затвора в данном случае управляет спинозависимым транспортом, по всей видимости, за счет изменения величины спин-орбитального взаимодействия Бычкова-Рашбы и процессов многократного андреевского отражения в СККЯ, определяющих степень спиновой поляризации носителей в баллистическом участке краевого канала [Баграев, 2009а, 2009б; Bagraev, 2008а, 2008б, 2010а]. Последнее представляется более вероятным, поскольку напряжение вертикального затвора изменялось в пределах сверхпроводящей щели. Поэтому зарегистрированный широкий пик в зависимости $U_{xy}(U_g)$ при $U_g \approx 10 \text{ мВ}$ может быть обусловлен необходимостью наличия некоторого прямого смещения напряжения вертикального затвора для усиления процессов многократного андреевского отражения. Тем не менее, данный вопрос требует более детального исследования, в частности, идентификации относительного вклада различных пиков многократного Андреевского отражения в величину степени поляризации дырок в СККЯ.

Таким образом, можно сделать вывод о высокой чувствительности системы краевых каналов к внешним электрическим полям и необходимости стабилизации тянувшего поля исток-сток на минимально низком уровне. На рисунке 39 представлены зависимости G_{xy} и G_{xx} от напряжения вертикального затвора при значении стабилизированного тока $I_{ds} = 0.25 \text{ нА}$, полученные посредством стандартной методики обработки холловских измерений в режиме стабилизации тока [Кучис, 1990]. Продольная проводимость при этом демонстрирует значения $4e^2/h$, что соответствует теоретически предсказанной величине вклада в проводимость процессов многократного Андреевского отражения, в то время как величина G_{xy} в этом случае составляет e^2/h . Последнее может быть интерпретировано как квантовый спиновый эффект Холла, зарегистрированный в кремниевых нано-сандвичах при высоких температурах вследствие наличия краевых топологических каналов.

Выводы.

Таким образом, спиновая поляризация дырок, возникающая в краевых каналах кремниевых сандвич-nanoструктур вследствие многократного андреевского отражения и спонтанной спиновой поляризации, представляет интерес для изучения спиновой интерференции, проявляющейся в регистрации квантового спинового эффекта Холла и осцилляций продольной проводимости Ааронова-Кашера. С учетом джозефсоновской генерации СВЧ излучения из сверхпроводящих δ-барьеров со встроеннымными микрорезонаторами, управление характеристиками спиновой интерференции является основой для регистрации ЭДЭПР в краевых каналах сандвич-nanoструктур по изменению магнетосопротивления в отсутствие внешнего резонатора, СВЧ источника и приемника. Вышесказанное определяет цель и задачи данной работы.

Цель работы заключалась в исследовании процессов спинозависимого транспорта носителей тока в сверхузких полупроводниковых квантовых ямах, ограниченных сверхпроводящими δ -барьерами, для регистрации электрического детектирования ЭПР точечных центров и циклотронного резонанса по измерению полевых зависимостей магнетосопротивления в отсутствие внешнего источника и приемника СВЧ излучения, а также – внешнего резонатора.

В задачи работы входило изучение следующих вопросов:

1. Обнаружение и исследование осцилляций Шубникова – де Гааза в слабых магнитных полях в сверхузких кремниевых квантовых ямах (СККЯ) p -типа, ограниченных сильнолегированными бором δ -барьерами, на поверхности $n\text{-Si}$ (100).
2. Изучение характеристик осцилляций Шубникова – де Гааза в СККЯ p -типа на поверхности $n\text{-Si}$ (100) в условиях изменения плотности двумерных дырок в зависимости от величины внешнего магнитного поля вследствие сверхпроводящих свойств δ -барьеров, сильнолегированных бором.
3. Исследование полевых зависимостей продольного магнетосопротивления квантовых ям p -типа со встроенными микрорезонаторами, ограниченных сильнолегированными бором сверхпроводящими δ -барьерами, на поверхности $n\text{-Si}$ (100) и $n\text{-}\delta\text{H-SiC}$.
4. Идентификация спектров электрически детектируемого ЭПР (ЭДЭПР) точечных центров в СККЯ p -типа, ограниченных сверхпроводящими δ -барьерами, на основании результатов измерений полевых зависимостей магнетосопротивления в отсутствие внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ-излучения, а также – исследований процессов джозефсоновской генерации.

5. Обнаружение спектров ЭДЭПР NV-дефекта и V_{Si} , формирующихся в условиях получения планарной структуры, представляющей собой сверхузкую квантовую яму p -типа на поверхности n -6H-SiC, без предварительного радиационного облучения.
6. Обнаружение и исследование электрически детектируемого циклотронного резонанса (ЭДЦР) двумерных дырок в СККЯ p -типа на поверхности n -Si (100) по измерению резонансного отклика магнетосопротивления вследствие влияния краевых каналов на процессы спинозависимого транспорта и локализации носителей.

Глава 3. Осцилляции Шубникова – де Гааза в кремниевых наноструктурах

Как было показано выше, энергетический спектр свободного электрона в твердом теле квантуется в магнитном поле, перпендикулярном его движению, что приводит к возникновению последовательности уровней Ландау. Впервые данное продольное квантование движения носителей проявилось в виде осцилляций продольного магнетосопротивления, осцилляции Шубникова – де Гааза (ШдГ) [Schubnikow, 1930], и магнитной восприимчивости, осцилляции де Гааза – ван Альфена (дГвА) [de Haas, 1931].

ШдГ и дГвА осцилляции в течение долгого времени исследовались в объемных материалах, и лишь спустя три десятилетия были обнаружены в квантоворазмерных структурах [Fowler, 1966; Geim, 2007]. Как оказалось, с помощью полевых зависимостей осциллирующего магнетосопротивления или статической магнитной восприимчивости может быть определен такой важный параметр как плотность двумерных носителей, а измерение температурной зависимости амплитуды ШдГ и дГвА осцилляций позволяет определить их эффективную массу. Вышесказанное позволяет считать методики измерений ШдГ и дГвА осцилляций эффективными для изучения характеристик полупроводниковых сандвич-nanoструктур, результаты исследований которых представлены в данной главе.

3.1. Осцилляции Шубникова – де Гааза в низкоразмерных полупроводниковых структурах.

В главе 1 было показано, что эффекты Шубникова – де Гааза – ван Альфена были открыты в 1930 году при исследовании продольного транспорта носителей тока в поперечном магнитном поле в плёнках висмута [Ландау, 1930; Schubnikow, 1930; de Haas, 1931]. При этом были обнаружены периодические осцилляции магнетосопротивления [Schubnikow, 1930] и

статической магнитной восприимчивости [de Haas, 1931] в зависимости от обратной величины внешнего магнитного поля. Причиной возникновения этих осцилляций является квантование продольного сопротивления вследствие формирования дискретного спектра уровней Ландау из непрерывного спектра состояний электронного или дырочного газа: $E_\nu = \hbar\omega_c(\nu + \frac{1}{2})$, где ν – номер уровня Ландау, ω_c – циклотронная частота, $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$, m^* – эффективная масса носителя [Ландау, 1930]. Число заполненных уровней Ландау, $\nu = \frac{n_e}{2eB/h}$, где n_e – плотность электронов, зависит от величины внешнего магнитного поля и плотности носителей тока, которая определяет позицию уровня Ферми $E_F = \frac{(\hbar k_F)^2}{2m^*}$, где k_F – фермиевское значение волнового числа. При увеличении величины внешнего магнитного поля число заполненных уровней Ландау уменьшается, что сопровождается увеличением заполнения каждого из них при фиксированной позиции уровня Ферми. Каждый раз, когда уровень Ландау пересекает уровень Ферми, наблюдается очередной пик в значениях продольного магнетосопротивления статической магнитной восприимчивости, совокупность которых формирует осцилляции ШдГ и дГвА. В свою очередь, минимумы значений магнетосопротивления в осцилляциях ШдГ и дГвА наблюдаются при позиции уровня Ферми между уровнями Ландау.

Интерес к исследованиям осцилляций ШдГ и дГвА возрос после их обнаружения в низкоразмерных системах, например, таких как граница раздела $Si-SiO_2$ [Fowler, 1966] и гетеропереходы A^3B^5 [Cage, 1985], а также - в наноструктурах кремния [Баграев, 2009б] и фторида кадмия [Баграев, 2010] в сверхпроводящих оболочках. Очевидно, в этом случае энергетические позиции уровней размерного квантования определяют спектр уровней Ландау (рис. 40), который отражается в квантовании характеристик продольного транспорта двумерных носителей тока. Принимая во внимание значение номера верхнего заполненного уровня Ландау, $\nu = \frac{n_e}{2eB/h}$, можно

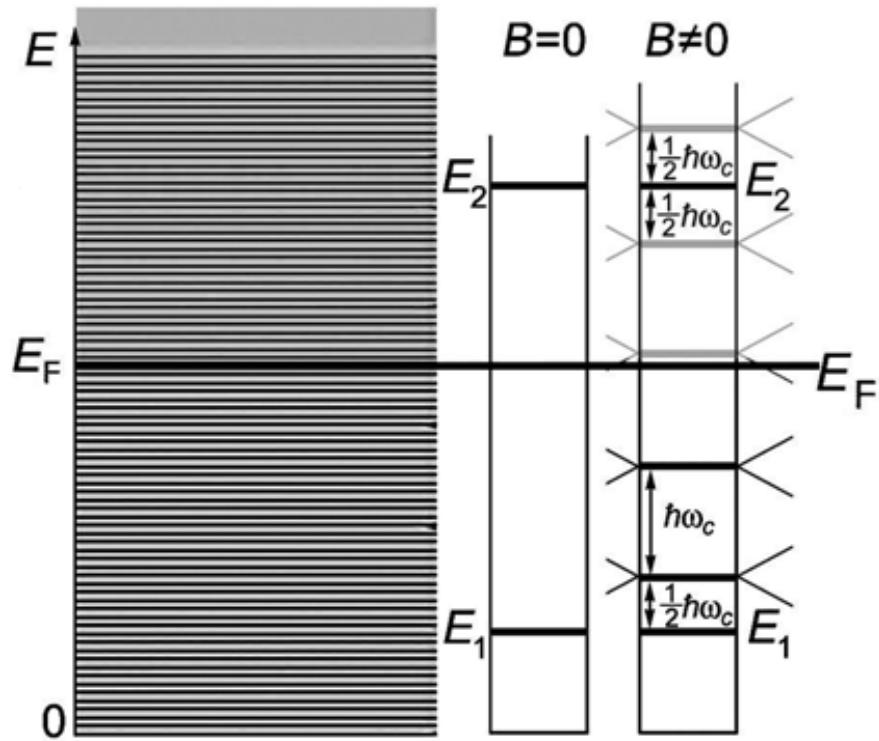


Рис. 40. Схема, иллюстрирующая переход от квазинепрерывного энергетического спектра коллективизированных электронов в двумерной системе в нулевом магнитном поле, $B=0$, к квантованному спектру при $B\neq 0$.

$B=0$. Показаны энергетические уровни квазинепрерывного спектра для составляющей энергии электрона, соответствующей компоненте импульса P_\perp , то есть движению электрона в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля. E_F – энергия Ферми; E_1 и E_2 соответствуют уровням размерного квантования в двумерной системе, которые задают позиции уровней Ландау.

$B\neq 0$. Справа показано положение дискретных уровней для составляющей энергии $E_{P\perp}$ в магнитном поле без учета спинового расщепления. n – номер уровня Ландау. Уровни ниже уровня Ферми заполнены электронами.

определять плотность двумерных носителей тока не только из полевой холловской зависимости, но и из позиций максимумов этих осцилляций. По данным наблюдений осцилляций Шубникова - де Гааза и де Гааза - ван Альфена можно оценить плотность носителей, исходя из их положения в обратном магнитном поле. Плотность носителей может быть вычислена с помощью следующей формулы

$$n_e = \frac{2e}{h} \frac{1}{(1/B_1) - (1/B_2)}, \quad (3.1)$$

где B_1 и B_2 величины магнитного поля, соответствующие соседним пикам осцилляций ШдГ и дГвА,

$$\nu_1 - \nu_2 = \frac{n_e}{2eB_1/h} - \frac{n_e}{2eB_2/h} = 1 \quad (3.2)$$

Таким образом, чем выше плотность носителей, тем в более сильных магнитных полях наблюдаются осцилляции ШдГ и дГвА, а в случае их малой плотности, данные осцилляции проявляются в слабых магнитных полях. Как правило, осцилляции ШдГ и дГвА регистрируются при значениях магнитных полей больших 1 Тл, вследствие низкой транспортной длины пробега носителей тока из-за обратного рассеяния на примесях и больших размеров исследуемых структур.

Для наблюдения осцилляций ШдГ и дГвА в слабых магнитных полях необходимо одновременное выполнение нескольких условий: расстояние между уровнями Ландау должно быть больше, чем тепловое размытие $\hbar\omega_c > kT$; заполнение низшей двумерной подзоны $\varepsilon_F > \hbar\omega_c$; наличие низкого значения эффективной массы и большого времени релаксации момента τ , чтобы удовлетворить критерию “сильного поля”, $\omega_c\tau = B \cdot \mu \gg 1$, которое соответствует высокой подвижности, $\mu = \frac{e\tau}{m^*}$, носителей тока. Кроме того, в течение долгого времени не удавалось найти системы, в которых

наблюдались бы осцилляции ШдГ и дГвА при температуре $T > 30K$ [Landwehr, 2000]. Тем не менее, недавно осцилляции ШдГ были обнаружены при комнатной температуре в графене. При этом значение подвижности $\mu = 10000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ определялось низкой эффективной массой электронов, $10^{-4} m_e$, тогда как время релаксации момента оставалось очень коротким $\tau \sim 10^{-13} \text{ с}$. Поэтому для наблюдения осцилляций ШдГ и квантового эффекта Холла прикладывалось магнитное поле величиной порядка 29 Тл [Geim, 2007]. Таким образом, реализация приближения сильного поля в слабых магнитных полях остаётся актуальной задачей.

Впервые осцилляции ШдГ в малом поле были получены при исследовании сандвич-nanoструктур на основе CdF_2 [Баграев, 2009c]. Сандвич-nanoструктура представляет собой сверхтонкую прослойку полупроводникового материала шириной в несколько нанометров, ограниченную сверхузкими барьерами, проявляющими сверхпроводящие свойства, вследствие которых носители тока обладают малой эффективной массой и большим временем релаксации момента [Баграев, 2009b, 2009c, 2009d, Баграев 2010].

3.2. Осцилляции Шубникова – де Гааза в кремниевых сандвич-nanoструктурах

Измерения продольного магнетосопротивления в магнитном поле, перпендикулярном плоскости кремниевой сандвич-nanoструктуры, проводились при температуре жидкого азота и при стабилизированном токе исток-сток на уровне 10нА (рис. 18). Температурные и полевые зависимости статической магнитной восприимчивости измерялись в интервале температур $3.5 \div 300K$ методом Фарадея. Причем высокая чувствительность, $10^{-9} \div 10^{-10} \text{ CGS}$, балансного спектрометра MGD31FG обеспечивала высокую стабильность калибровки значений BdB/dx . В свою очередь, для калибровки BdB/dx использовались моноокристаллы чистого InP, которые

характеризуются температурной стабильностью значения магнитной восприимчивости, $\chi = -313 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{г}$ [Bagraev, 2008b], и подобны по форме и размеру исследуемым образцам.

Экспериментальные полевые зависимости продольного магнетосопротивления проявили две последовательности осцилляций ШдГ с различной формой пиков в двух разных интервалах значений магнитного поля (рис. 41).

Как показано выше, из величины периода осцилляций ШдГ, определенного из зависимостей продольного магнетосопротивления от обратных значений магнитного поля, можно оценить плотность двумерных дырок в СКЯ. Данная оценка для осцилляций, представленных на рис.41, приводит к значениям концентрации двумерных дырок $P_{2D} = 2.2 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$ и $P_{2D} = 6.43 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$, соответственно. Эти значения плотности двумерных дырок позволили определить заполнение уровня Ландау, соответствующее каждому пику осцилляций ШдГ (см. рис. 41).

В исследуемых сандвич-nanoструктурах сверхпроводящие свойства исчезают с ростом величины магнитного поля, что сопровождается разрушением куперовских пар дырок на границе СКЯ - сверхпроводящий барьер, и, таким образом, приводит к увеличению плотности одиночных дырок в СКЯ. Так как диаграмма сверхпроводящего перехода достаточно нелинейна, то и высвобождение дырок из δ -барьеров в СКЯ происходит также нелинейно. Поэтому в определенных интервалах внешнего магнитного поля плотность двумерных дырок может быть достаточно стабильна. Следовательно, в полевых зависимостях магнетосопротивления могут проявляться несколько участков с различным энергетическим зазором между уровнями Ландау, которые определяются значением текущей плотности двумерных дырок (см. рис. 41). Причем в ряде случаев возможно наблюдение нескольких последовательностей осцилляций ШдГ в разных диапазонах магнитных полей, которые соответствуют одним и тем же номерам уровней

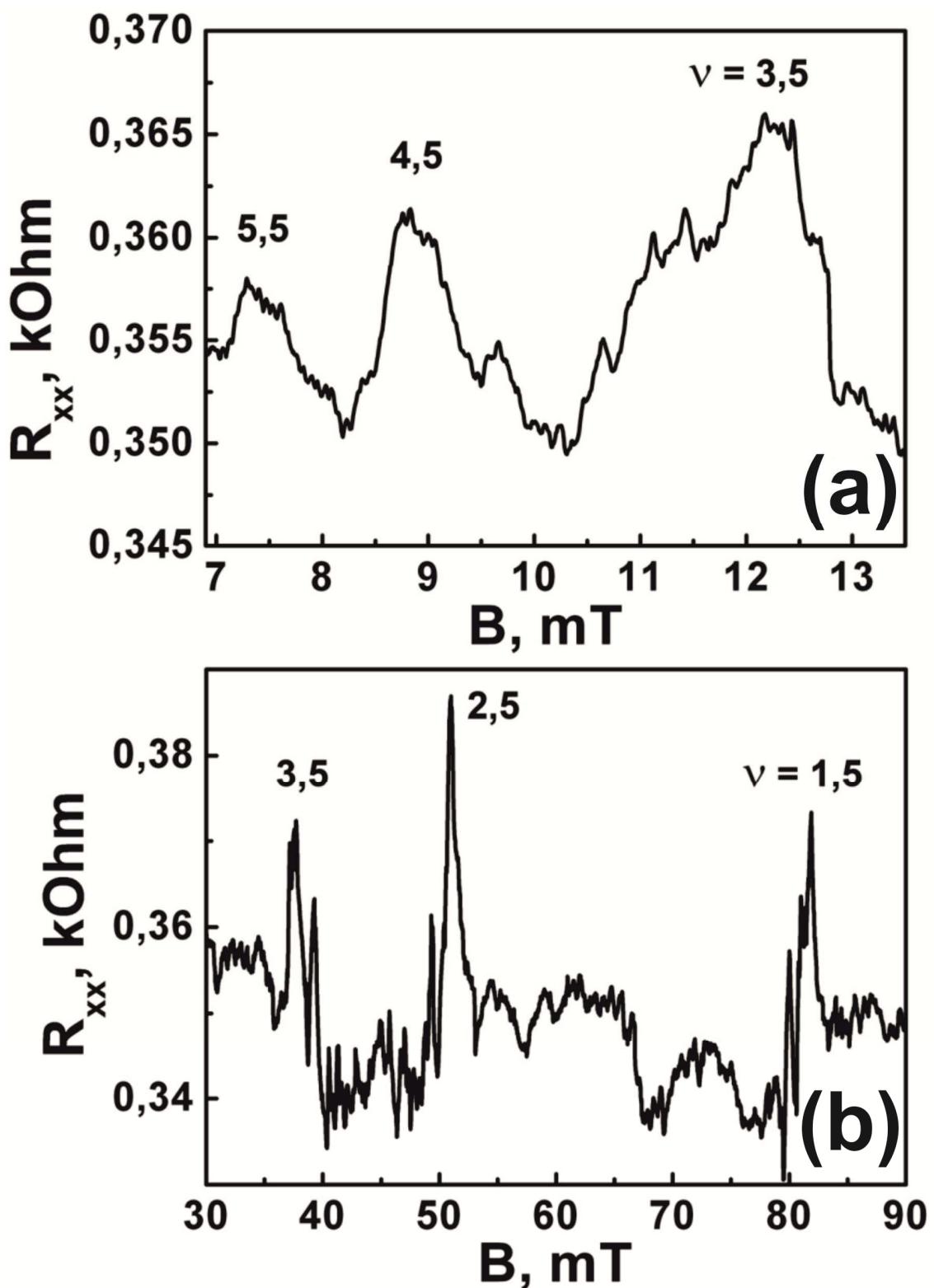


Рис. 41. Осцилляции Шубникова - де Гааза в полевой зависимости продольного магнетосопротивления СККЯ *p*-типа проводимости на поверхности Si (100) *n*-типа, ограниченной сильнолегированными бором δ -барьерами. $I_{ds} = 10$ нА. (а) - $P_{2D}=2.2 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$, (б) - $P_{2D}=6.43 \times 10^{13} \text{ m}^{-2}$.

Ландау вследствие увеличения плотности одиночных двумерных дырок в СККЯ с ростом магнитного поля.

Следует отметить, что наблюдение осцилляций характеристик продольного транспорта при малой плотности двумерных дырок в СККЯ, а также регистрация нескольких их последовательностей в процессе изменения сверхпроводящих свойств δ-барьеров в кремниевых сандвич-nanoструктурах, по-видимому, стали возможны благодаря уменьшению эффективной массы носителей вследствие наличия дипольных центров бора [Баграев 2009b; Bagraev, 2008a]. Причем величина эффективной массы двумерных дырок может контролироваться с помощью измерений температурных зависимостей как ШдГ, так и дГвА осцилляций, учитывая положения общепринятой теории Лифшица – Косевича [Лифшиц, 1955]. Ниже, для анализа температурных зависимостей магнитной восприимчивости сандвич-nanoструктур использовалось следующее выражение для осциллирующей части магнитного момента [Бычков, 1960, 1961; Зегря, 1999], которое получено в развитии положений теории Лифшица – Косевича [Лифшиц, 1955] для двумерного газа носителей:

$$M = \frac{\pi}{1+Z_0} \frac{ekT}{hcd} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{1}{sh(2\pi^2 jkT/h\omega_c)} \sin\left(2\pi j \frac{B_0}{B}\right) \quad (1)$$

где d – ширина квантовой ямы, $B_0 = \Phi_0 n_e \equiv hc n_e / e$, Φ_0 - квант магнитного потока, n_e – двумерная плотность носителей, e – заряд электрона, c – скорость света, h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, $\omega_c = eB/m^*c$, m^* – эффективная масса электрона, T – температура; отношение $E_F/h\omega_c$ выражено через B/B_0 , ($E_F/h\omega_c = B/B_0$). Величина Z_0 пропорциональна константе обменного взаимодействия между электронами, она отрицательна и может быть близка к -1 [Минеев, 1997]. Поэтому целесообразно рассматривать случай $Z_0 + 1 \ll 1$. Следуя

результатам [Зегря, 1999], для расчета использовалось значение $1 + Z_0 = 2 \cdot 10^{-4}$.

Полученное на основании данных температурных зависимостей осцилляций дГвА (рис. 42а, б и с) значение эффективной массы дырок в кремниевой наноструктуре С-СККЯ-С, $m^* = 2.5 \cdot 10^{-4} m_0$, где m_0 – масса свободного электрона, находится в хорошем согласии с результатами исследований осцилляций Ааронова-Кашера и циклотронного резонанса [Баграев 2009б; Bagraev, 2008б]. Таким образом, малая величина эффективной массы двумерных дырок в сочетании с достаточно длинным временем релаксации момента, которое следует из величины полуширины пиков ШдГ – осцилляций, свидетельствует о выполнении условия сильного поля, $\omega_c\tau = B \cdot \mu \gg 1$, в кремниевых сандвич-наноструктурах в слабых магнитных полях. Кроме того, условие сильного поля выполняется в сандвич-наноструктуре даже при высоких температурах, хотя возникновение дГвА – осцилляций в сверхпроводящих структурах предсказывалось при очень низких температурах, $T < (eH_{C_2}/2\pi^2 m^* c) \sim T_C^2/E_F$, где T_C – критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние. В частности, оценка температуры наблюдения дГвА – осцилляций в кремниевых сандвич наноструктурах с учетом выполнения условия сильного поля приводит к достаточно высокому значению $T < 100 K$.

Обнаруженное изменение периода дГвА – осцилляций при $T = 120 K$, возможно, связано с процессами квантования длины когерентности куперовских пар дырок в δ-барьерах, которые могут приводить к осцилляциям плотности двумерных дырок при изменении магнитного поля и/или температуры [Geim, 1998]. Однако данный вопрос нуждается в специальном исследовании.

Детальное рассмотрение структуры максимумов осцилляций ШдГ показывает наличие спинового расщепления уровней Ландау, величина которого практически не изменяется с увеличением магнитного поля, что

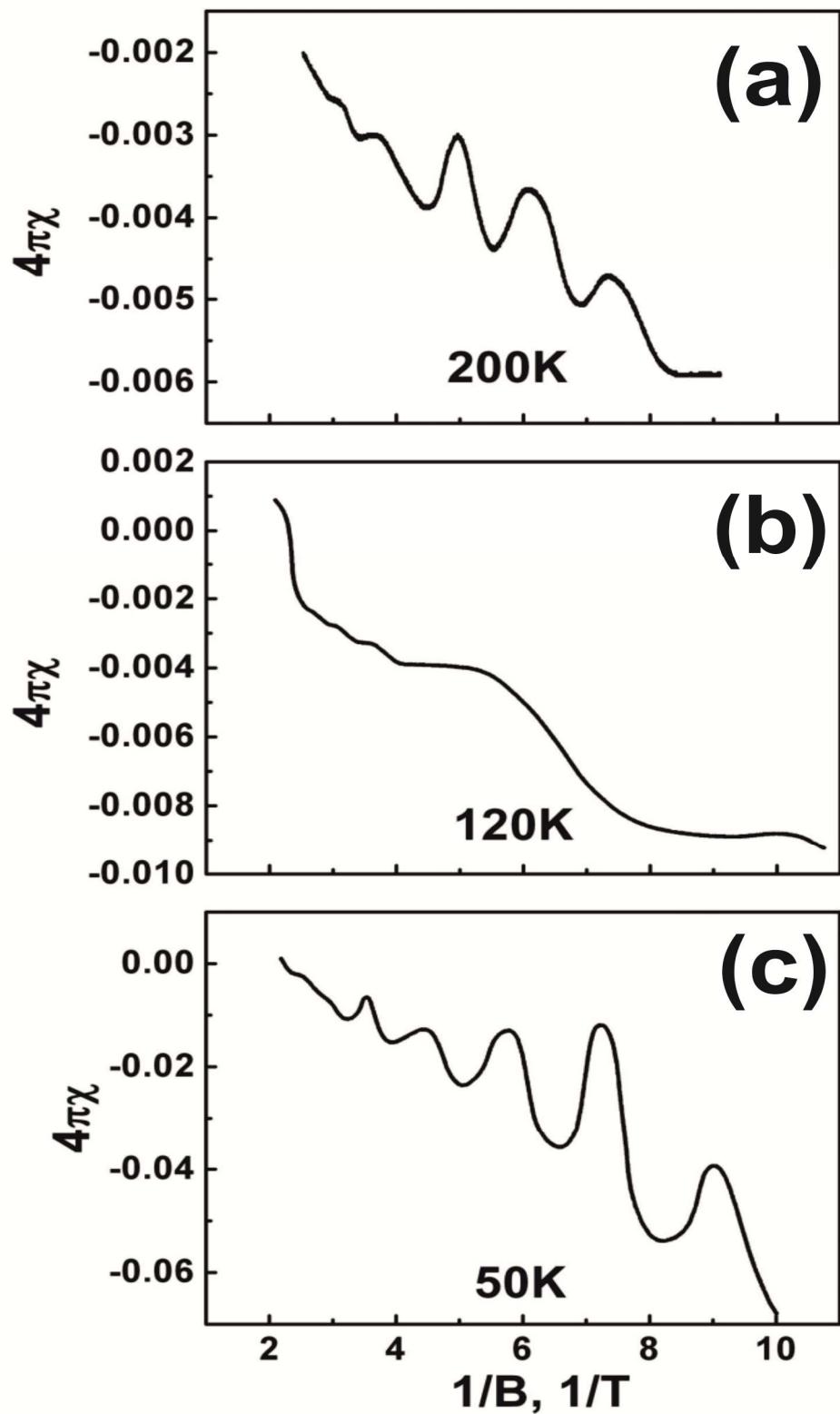


Рис. 42. Осцилляции де Гааза – ван Альфена в полевой зависимости статической магнитной восприимчивости СККЯ *p*-типа проводимости на поверхности Si (100) *n*-типа, ограниченной сильнолегированными бором δ -барьерами. $I_{ds} = 10$ 10нА. (а) – $T = 200\text{K}$; (б) – 120K ; (в) – 50K .

указывает на важную роль обменного взаимодействия в его формировании (рис. 43). Более того, величина амплитуды пиков осцилляций ШдГ, $\Delta R/R_0 \sim 5\%$, по-видимому, обусловлена вкладом спиновой интерференции вследствие спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне СККЯ, которая приводит к возникновению положительного магнетосопротивления при пересечении уровня Ферми уровнями Ландау. Кроме того, наблюдается тонкая структура пиков осцилляций ШдГ, которая также мало меняется при изменении номера уровня Ландау (рис. 43). Подобная модуляция характеристик продольного транспорта носителей объясняется в рамках резонансного туннелирования между краевыми каналами СККЯ через локализованные состояния на ее границе с δ -барьерами [Geim, 1994].

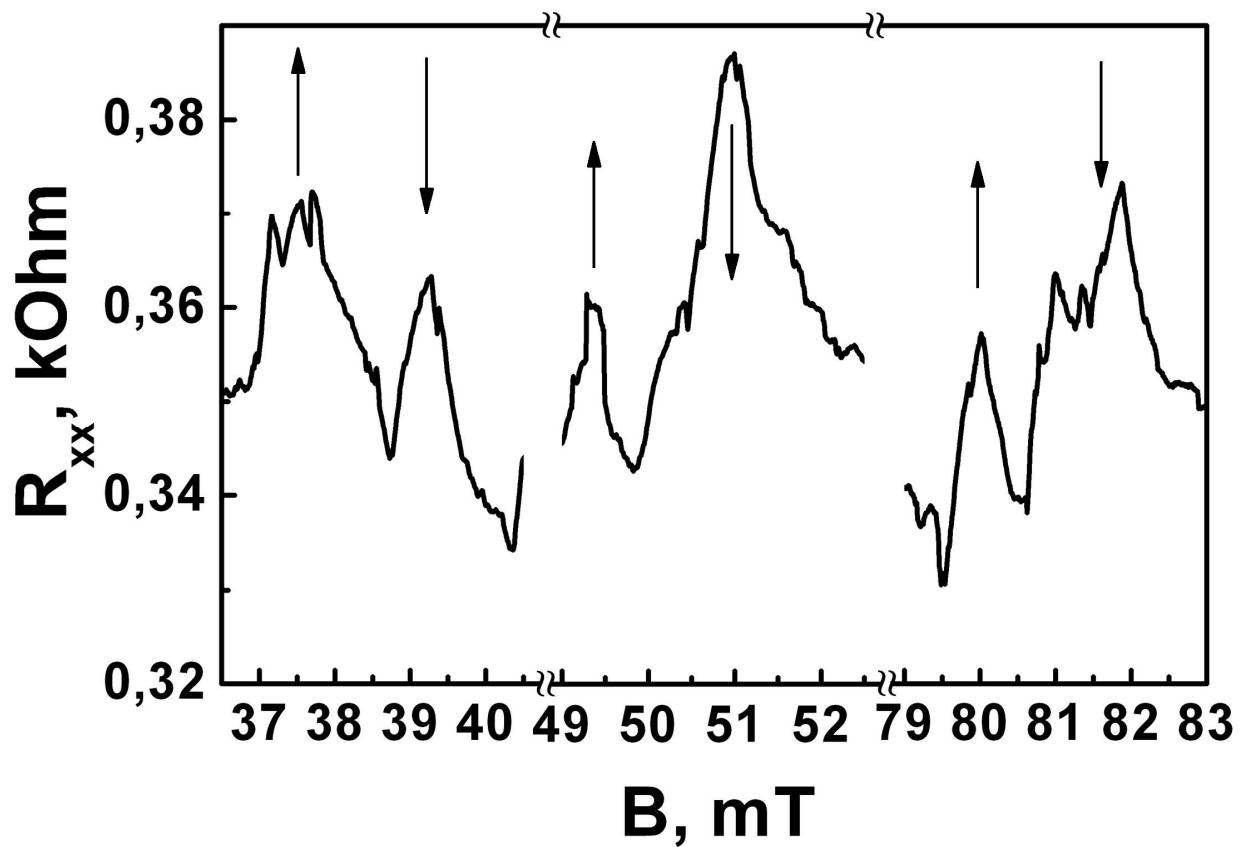


Рис. 43. Структура пиков осцилляций Шубникова - де Гааза в полевой зависимости продольного магнетосопротивления СККА *p*-типа проводимости на поверхности Si (100) *n*-типа, ограниченной сильнолегированными бором δ -барьерами. $I_{ds} = 10$ нА. $P_{2D}=6.43\cdot10^{13}$ м $^{-2}$.

Выводы.

Осцилляции Шубникова - де Гааза и де Гааза – ван Альфена были обнаружены при высоких температурах в слабых магнитных полях с помощью измерений полевых и температурных зависимостей продольного сопротивления и статической магнитной восприимчивости сверхузкой кремниевой квантовой ямы *p*-типа, ограниченной дельта-барьерами, сильнолегированными бором на поверхности кремния (100) *n*-типа. Регистрация квантования характеристик продольного транспорта носителей стала возможной вследствие реализации приближения сильного поля, $\mu \cdot B \gg 1$, благодаря малой эффективной массе двумерных тяжелых дырок, что подтверждается измерениями температурных зависимостей осцилляций де Гааза – ван Альфена. Обнаружено, что величина плотности двумерных дырок, определенное из значений периода осцилляций Шубникова - де Гааза и де Гааза – ван Альфена, периодически увеличивается с ростом магнитного поля синхронно с усилением диамагнитных свойств δ-барьеров, ограничивающих сверхузкую кремниевую квантовую яму. Обнаруженные осцилляции Шубникова - де Гааза демонстрируют наличие спинового расщепления уровней Ландау, величина которого практически не изменяется с увеличением магнитного поля, что указывает на важную роль обменного взаимодействия в его формировании.

Глава 4. Электрически детектируемый электронный парамагнитный резонанс в полупроводниковых сандвич-nanoструктурах.

Спинозависимый транспорт в полупроводниковых nanoструктурах, встроенных в нано- и микрорезонаторы, помещенные между сверхпроводящими контактами, представляет большой интерес для идентификации спектров магнитного резонанса без использования как внешнего резонатора, так и источника и приемника СВЧ излучения [Bagraev, 2008b, 2008c]. Измерение зависимостей продольного магнетотранспорта условиях высокой стабилизации тока исток-сток позволяет зарегистрировать ЭДЭПР спектры точечных примесных центров, встроенных в подобные сандвич-nanoструктуры, выполненные на основе кремния.

Причем стабилизация тока исток-сток на низком уровне необходима для регистрации зависимостей магнетотранспорта nanoструктур в равновесном режиме, и недопущения возникновения различных неравновесных эффектов, таких как разогрев носителей тока и последующее образование квазиуровней Ферми.

Исследование поведения магнетосопротивления сандвич-nanoструктур на основе карбида кремния 6Н-SiC позволило зарегистрировать ЭДЭПР спектры N-V – дефекта и вакансии кремния (V_{Si}), впервые полученные без использования предварительного радиационного излучения.

4.1. ЭДЭПР спектры точечных центров: фосфора, кислород содержащих термодоноров NL8 и NL10, нейтрального железа, эрбия в кремниевых сандвич-nanoструктурах.

Регистрация ЭДЭПР спектров точечных центров в кремниевой сандвич-nanoструктуре проводилась с помощью измерений полевой зависимости продольного магнетосопротивления при температуре жидкого азота в условиях стабилизированного тока исток-сток, 10нА (рис. 18).

Экспериментальная реализация ЭДЭПР без внешнего источника, источника СВЧ - излучения стала возможной благодаря СВЧ генерации джозефсоновского перехода, сформированного сверхпроводящими δ-барьерами, ограничивающими СККЯ. Частота СВЧ генерации, индуцированной протеканием тока исток-сток через джозефсоновский переход, 9.3 ГГц, контролировалась посредством измерения ступенек Фиске и Шапиро (см. 2.4). Кроме того, важную роль играли спиновая поляризация двумерных дырок вследствие многократного андреевского отражения и наличие микрорезонатора, встроенного в плоскость СККЯ (см. 2.6). Длина резонатора, 4.74 мм, соответствовала частоте джозефсоновской генерации, 9.3 ГГц; $L = \lambda/2n$, где коэффициент преломления, n , в кремнии равен 3.4. Направление тока исток-сток в сандвич-nanoструктуре соответствовало кристаллографической оси [011] в плоскости n -Si (100), в рамках которой была получена СККЯ p -типа (рис. 18). Данная геометрия эксперимента сделала возможной регистрацию угловых зависимостей спектров ЭДЭПР путем измерения магнетосопротивления при вращении внешнего магнитного поля в плоскости (110), перпендикулярной СККЯ в плоскости (100) (рис. 44).

Анализируя полученные полевые зависимости продольного магнетосопротивления кремниевой сандвич-nanoструктуры, в первую очередь следует отметить спектр ЭДЭПР центров фосфора с характерным расщеплением 4.1 мТ, индуцированным сверхтонким взаимодействием ($I = 1/2$), и со сложным поведением интенсивностей и фаз вследствие эффектов спинозависимого рассеяния дырок (рис. 45а и б). В данном случае дырки в сандвич-nanoструктуре рассеиваются в поле мелких доноров фосфора, находящихся в области $p^+ - n$ -перехода, полученного на поверхности Si (100) n -типа (см. рис. 18). Кроме того, спинозависимое рассеяние дырок, которое возникает вследствие спиновой поляризации в условиях обменного взаимодействия, по-видимому, приводит к расщеплению каждой из линий ЭДЭПР центра фосфора (рис. 45а и б). Подобное расщепление линий в ЭПР спектре фосфора в кремниевой сандвич-

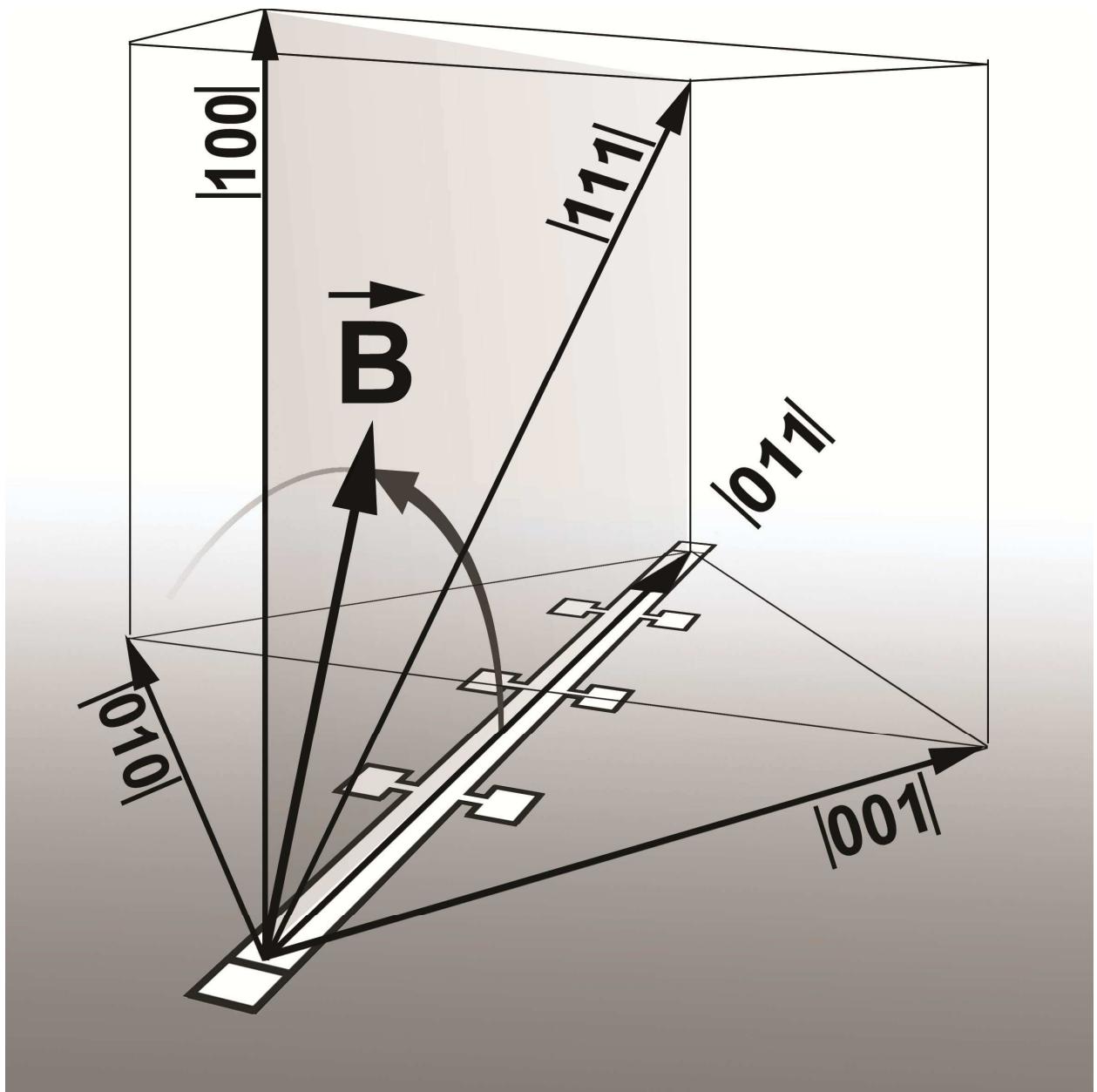


Рис. 44. Схема эксперимента по измерению угловых зависимостей продольного магнетосопротивления кремниевой сандвич-nanoструктуры, ориентированной вдоль кристаллографической оси [011] в плоскости (100). Внешнее магнитное поле вращается в плоскости (110), перпендикулярной СККЯ в плоскости (100).

наноструктуре впервые было обнаружено с помощью стандартной методики регистрации ЭДЭПР по изменению добротности резонатора спектрометра ЭПР (X-band) [Bagraev, 1995].

Высокая чувствительность используемой методики электрического детектирования магнитного резонанса подтверждается измерениями ЭДЭПР спектра NL8, который идентифицирует остаточный кислородный термодонор TD^+ в СККЯ *p*-типа (рис. 45а и б) [Bekman, 1988]. Этот центр, обладающий орторомбической симметрией, был также обнаружен с помощью ЭДЭПР по изменению добротности резонатора спектрометра ЭПР (X-band) [Gehlhoff, 1997]. Центральные линии ЭДЭПР спектра практически идентичны спектру нейтрального кислородного термодонора NL10, содержащего одиночный атом водорода, что подтверждается наличием сверхтонкого расщепления линий равного 23МГц, соответствующего сверхтонкому расщеплению атома водорода [Gorelkinskii, 1991]. При этом следует обратить внимание на различную фазу линий сверхтонкого расщепления, которая свидетельствует о высокой спиновой поляризации водород содержащего центра вследствие спинозависимого рассеяния дырок.

Сверхтонкое расщепление равное 23МГц также проявилось при регистрации ЭДЭПР спектра с *g*-фактором, равным 2.07, как у классического междоузельного центра Fe^0 в объёмном кремнии (Рис. 46а). Этот ЭДЭПР спектр демонстрирует сильную угловую зависимость интенсивности линии с максимумом при $\mathbf{B} \parallel <111>$, которая была также идентифицирована для данного образца при регистрации двойных квантовых переходов в ЭПР спектре центра Fe^0 по изменению добротности резонатора (рис. 46б) . [Bagraev, 1995, Gehlhoff, 1997]

Однако, ЭДЭПР спектр, показанный на рис. 46б, не связан с хорошо известным центром FeH [Ammerlaan, 2002] и, по-видимому, является результатом водородной пассивации междоузельного центра Fe^0 в процессе получения кремниевой сандвич-наноструктуры.

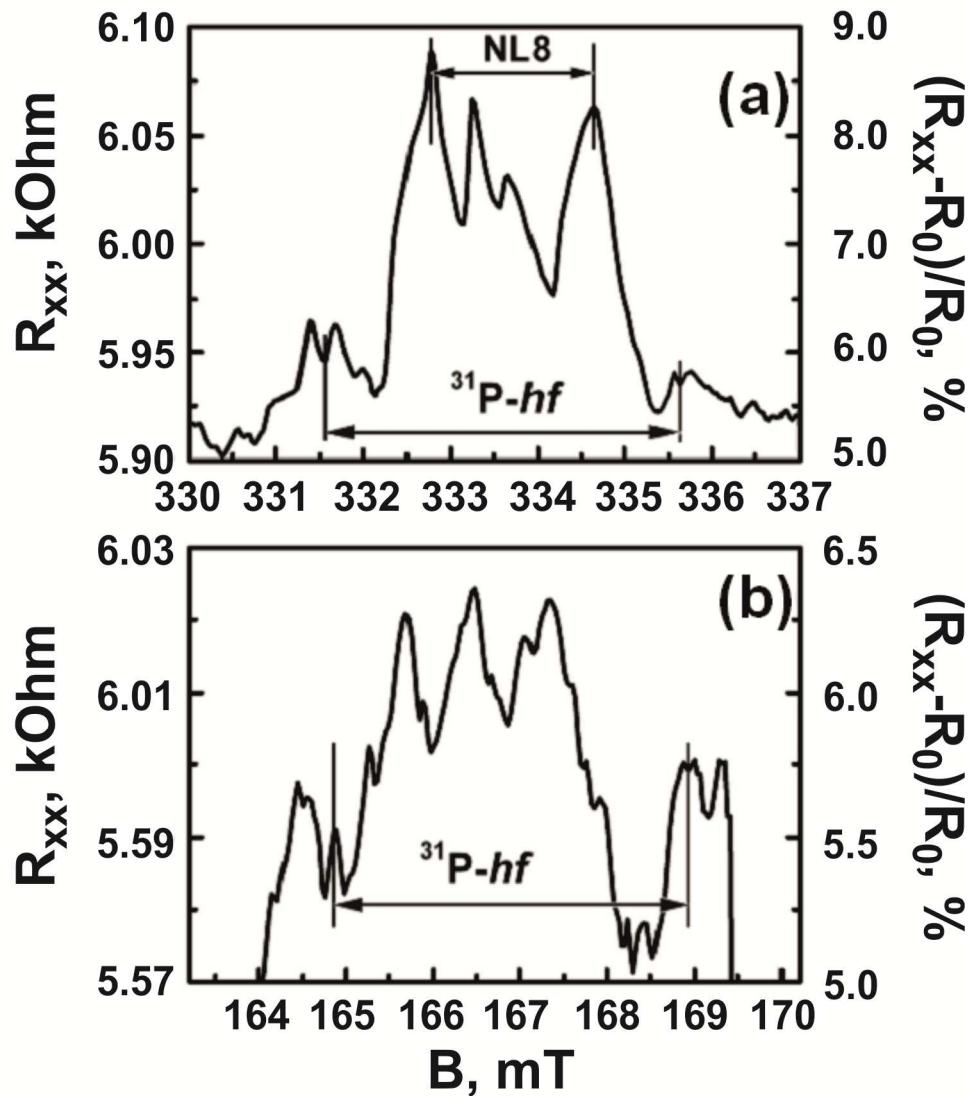


Рис. 45. (а) ЭДЭПР фосфора, NL8 и водородсодержащего центра NL10в СККЯ, ограниченной сверхпроводящими δ -барьерами, которые проявляются в измерениях магнетосопротивления без использования внешнего резонатора также как и источника и приемника СВЧ излучения. $T=77\text{K}$. $B \parallel \langle 100 \rangle$ в плоскости перпендикулярной к поверхности $\{100\}$, $\nu = 9.3\text{ ГГц}$, Расщепление в 23МГц центральных линий, по-видимому, является свидетельством сверхтонкой структуры водород содержащего центра. (б) Вторая гармоника ЭДЭПР спектра на рис. 45а.

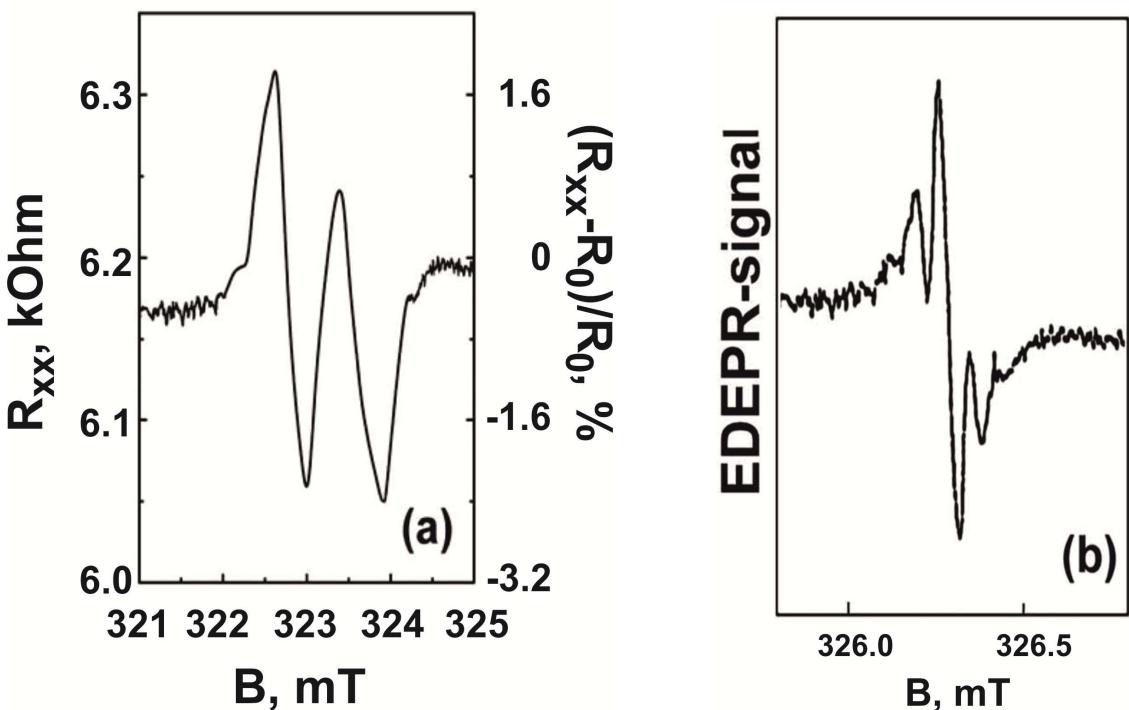


Рис. 46. ЭДЭПР спектр центра FeH в СККА, ограниченной сверхпроводящими δ -барьерами, который проявляется в измерениях магнетосопротивления без использования внешнего резонатора также как и источника и приемника СВЧ излучения. $T = 77\text{ K}$. $B \parallel <100>$ в плоскости перпендикулярной к поверхности Si (100), $\nu = 9.3\text{ ГГц}$, Расщепление в 23 МГц, по-видимому, является следствием сверхтонкого взаимодействия с водородом. (б) Структура сверхтонкого расщепления X-линии (центр Fe^0) полученная ЭДЭПР методом с помощью регистрации изменений добротности резонатора (X-band), 50 мВт и малой модуляции амплитуды (0.05 мТ); $T = 3.7\text{ K}$, $B \parallel <111>$, 50 проходов.

Высокая чувствительность методики ЭДЭПР с помощью измерений полевых зависимостей магнетосопротивления в отсутствие внешнего источника, приемника и резонатора СВЧ подтверждается данными регистрации аналогичного спектра в режиме второй гармоники (рис. 45б). Благодаря ее столь высокой чувствительности появляется возможность проводить измерения в малых магнитных полях, что является важным при исследовании сверхтонкого расщепления центров, встроенных в квантовые ямы, которые характеризуются большими значениями g-фактора.

Во-первых, это преимущество проявилось при регистрации ЭДЭПР спектра центра Fe^+ , который демонстрирует сверхтонкое расщепление ^{29}Si в отсутствии, как внешнего резонатора, так и источника и приёмника СВЧ излучения (рис. 47).

Во-вторых, впервые была зарегистрирована сверхтонкая структура центра эрбия в кремнии (рис 48.). Легирование эрбием проводилось при температуре 1100°C в процессе длительной диффузии, сопровождаемой поверхностной инжекцией вакансий с поверхности границы, разделяющей слой оксида и Si (100) *n*-типа (рис. 18). Таким образом, малая концентрация центров эрбия является основой наблюдения ЭДЭПР и ОДМР спектров, возникающих вследствие спинозависимого рассеяния двумерных дырок. Значение g-фактора, равное 4.82, и тригональная симметрия центра эрбия, идентифицированная из полученных угловых зависимостей спектра ЭДЭПР, свидетельствуют о полной аналогии с центром эрбия, изучаемого классическим методом ЭПР [Carey, 1999]. Каждая линия сверхтонкой структуры ($I = 7/2$) также расщеплена еще на четыре линии (рис. 48). Это расщепление, по-видимому, является результатом сверхтонкого взаимодействия с ядром бора ($I = 3/2$), на основе которого формируются тригональные дипольные центры в δ-барьерах. Полученные результаты позволяют сформулировать модель центра эрбия в СККЯ *p*-типа проводимости в рамках модели замещения одного атома бора в тригональном дипольном центре на атом эрбия, тем самым, формируя

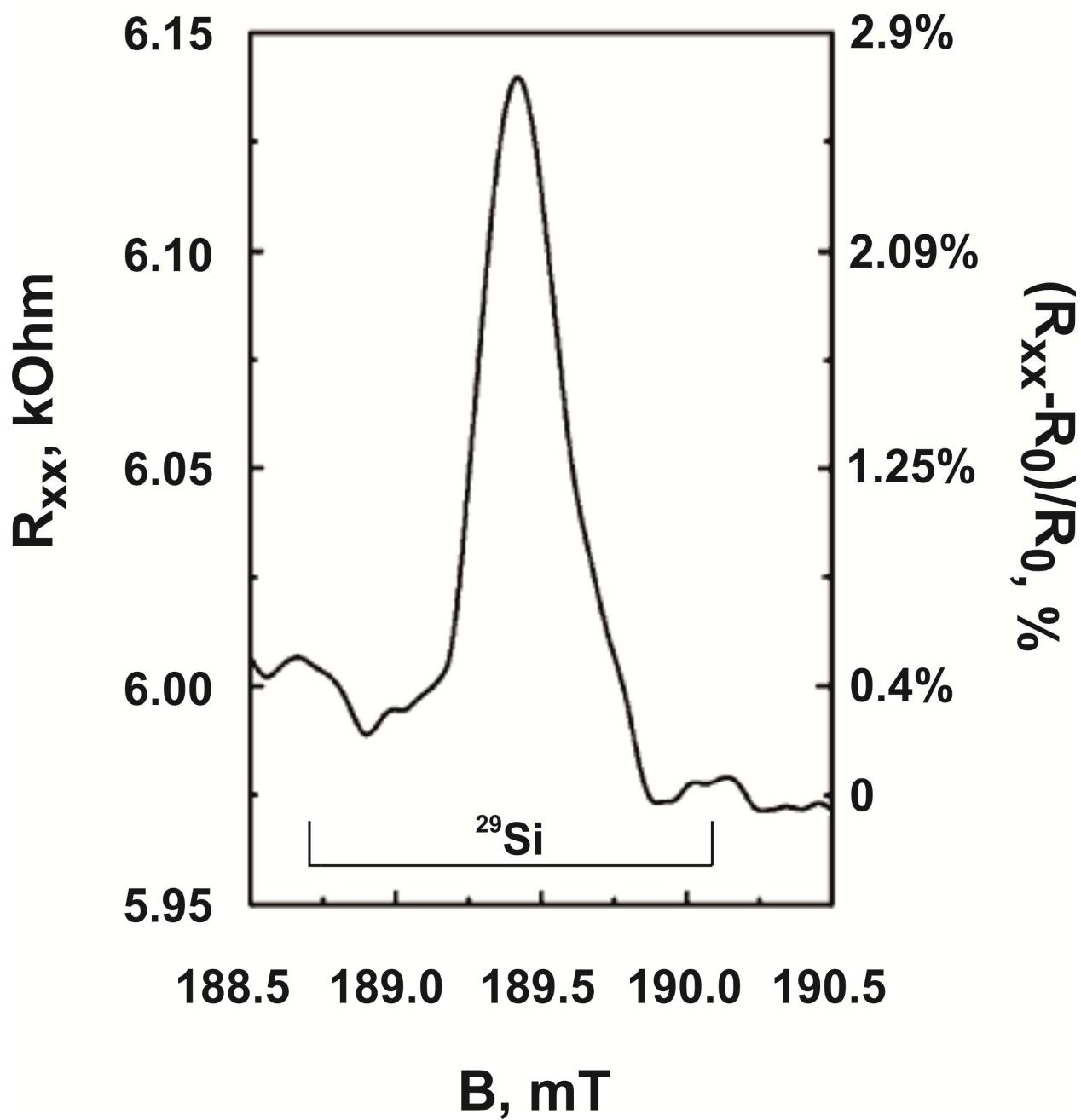


Рис. 47. ЭДЭПР спектр центра Fe^+ в СККЯ, ограниченной сверхпроводящими δ -барьерами, который проявляется в измерениях магнетосопротивления без использования внешнего резонатора также как и источника и приемника СВЧ излучения. $T = 77 \text{ K}$. $B \parallel <100>$ в плоскости перпендикулярной к поверхности Si (100), $\nu = 9.3 \text{ ГГц}$. Позиции сателлитных линий соответствуют величине суперсверхтонкого взаимодействия с ядрами ^{29}Si [van Kooten, 1988].

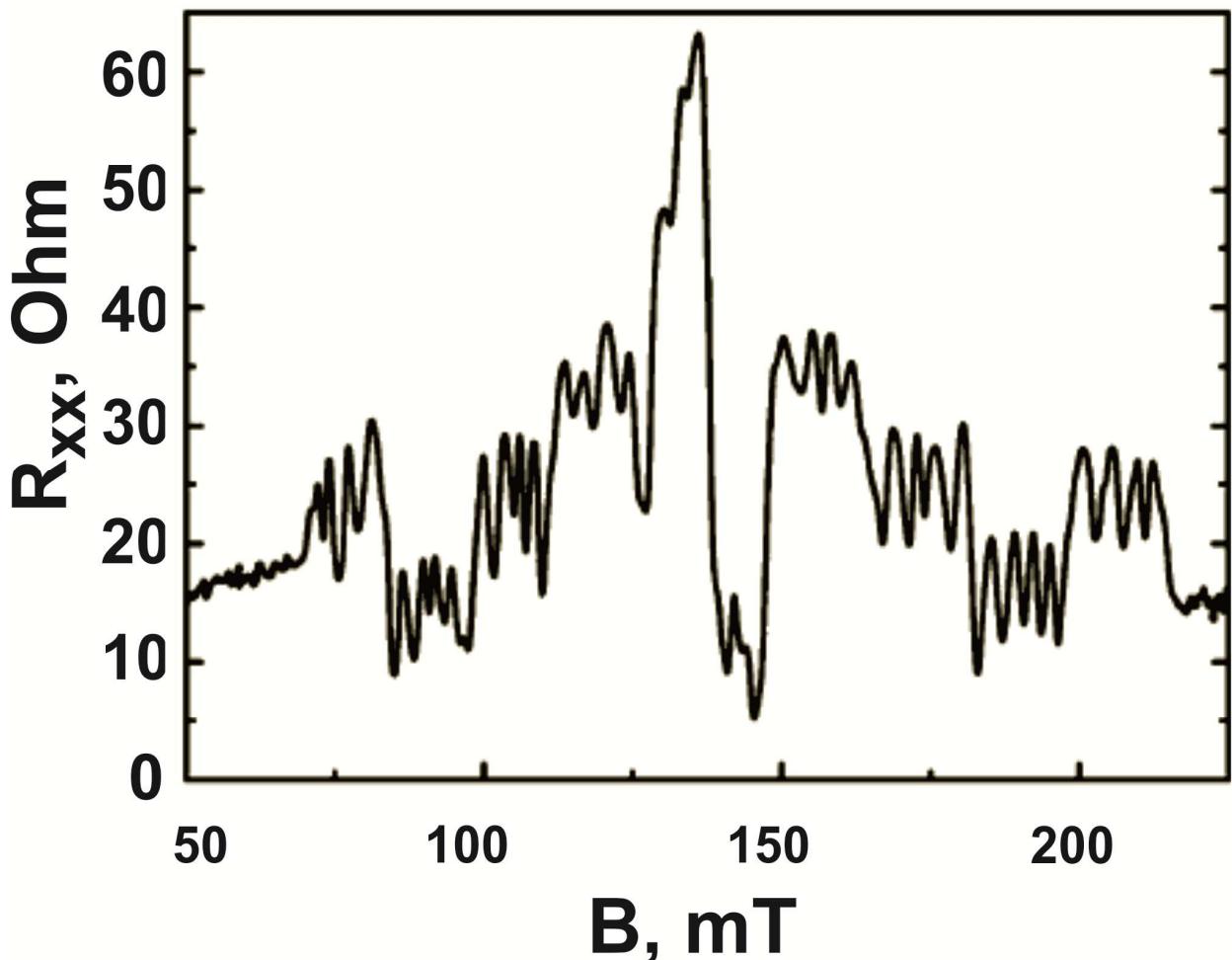


Рис. 48. ЭДЭПР спектр тригонального центра эрбия СККЯ, ограниченной сверхпроводящими δ -барьерами, который проявляется в измерениях магнетосопротивления без использования внешнего резонатора также как и источника и приемника СВЧ излучения. $T = 77\text{ K}$. $B \parallel <100>$ в плоскости перпендикулярной к поверхности Si (100), $\nu = 9.3\text{ ГГц}$. Каждая линия сверхтонкой структуры эрбия ($I = 7/2$) расщеплена на четыре линии, что, по-видимому, является следствием присутствия бора ($I = 3/2$) в центре, сформированным эрбием.

одиночные дипольные центры $B^+ \text{-} Er^-$ (Рис. 49а). Парамагнитное состояние этого центра, по-видимому, возникает при захвате двумерных дырок (рис. 49б) в процессе транспорта вдоль краевых каналов в сандвич-nanoструктурах. Так как измерения магнетосопротивления были выполнены без какой-либо подсветки и без инжекции носителей с контактов, то наблюдаемые эффекты ЭДЭПР, по-видимому, являются результатом спинозависимого рассеяния спин-поляризованных дырок на одиночных центрах в краевых каналах СККЯ сандвич-nanoструктуры.

Тригональная природа центра эрбия в кремниевых сандвич-nanoструктурах была идентифицирована посредством измерения угловых зависимостей спектров оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) (рис. 50) [Bagraev, 2002c, 2003].

В процессе регистрации спектров пропускания с помощью ИК-Фурье спектрометра Bruker-Physik AG EFS-115 индуцировалась СВЧ генерация сильнолегированных бором δ – барьера, 9.3 ГГц, вследствие наличия фотоЭДС, возникающей из-за градиента плотности двумерных дырок в СККЯ. Таким образом, обеспечивались условия для регистрации ОДМР непосредственно по изменению коэффициента пропускания линейно поляризованного света ИК-Фурье-спектрометра через кремниевую сандвич-nanoструктуру, в плоскость которой на стадии ее получения была введена фрактальная система микрорезонаторов на различные длины волн видимого и инфракрасного диапазона (см. рис. 50). Причем, для наблюдения ОДМР центров эрбия на стадии предварительного окисления были получены микрорезонаторы с размерами 0.22 мкм, настроенные на длину волн внутрицентровых переходов $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} , $\lambda = 1.54$ мкм, $r = \lambda/2n$, где r – размер мирокрезонатора, n – коэффициент отражения, в кремнии $n=3.4$ [Bagraev, 2003].

Полученные спектральные зависимости коэффициента пропускания кремниевой сандвич-nanoструктуры, содержащей центры эрбия, показали,

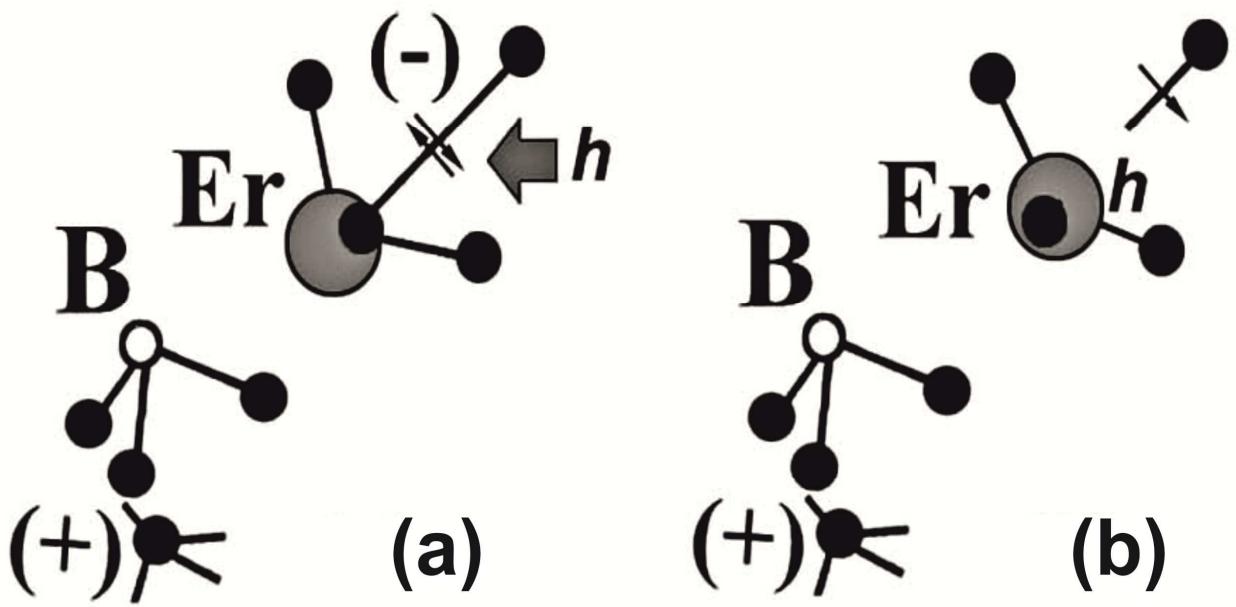


Рис. 49. Модель тригонального дипольного центра бор-эрбий (а), парамагнитное состояние возникает при захвате двумерных дырок в СККЯ, ограниченной сверхпроводящими δ -барьерами (б).

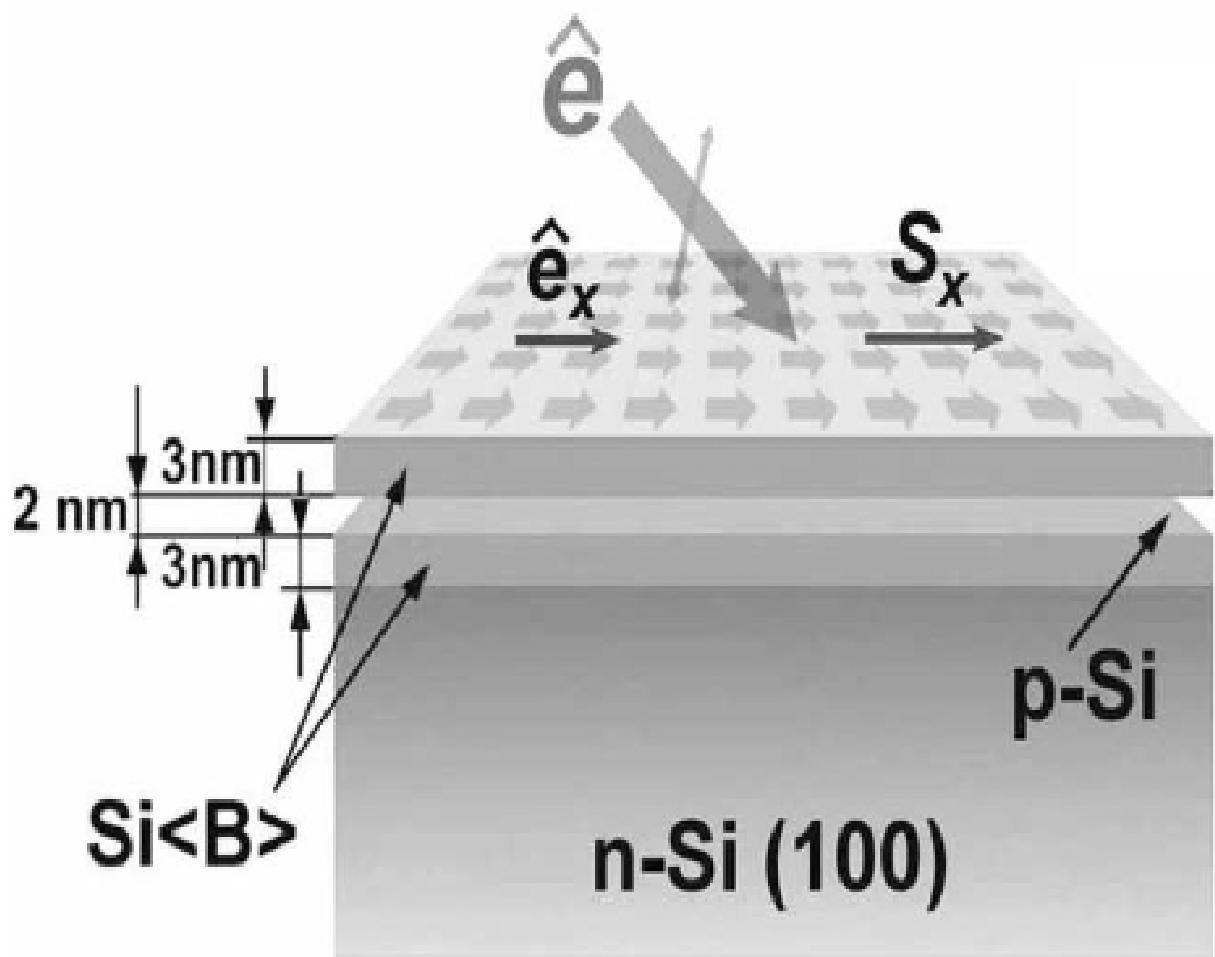


Рис. 50. Схема эксперимента по оптической регистрации магнитного резонанса (ОДМР) по измерению пропускания сандвич-nanoструктуры, представляющей собой кремниевую квантовую яму *p*-типа, ограниченную д-барьерами, содержащими дипольные центры бора, поверхности *n* - Si (100).

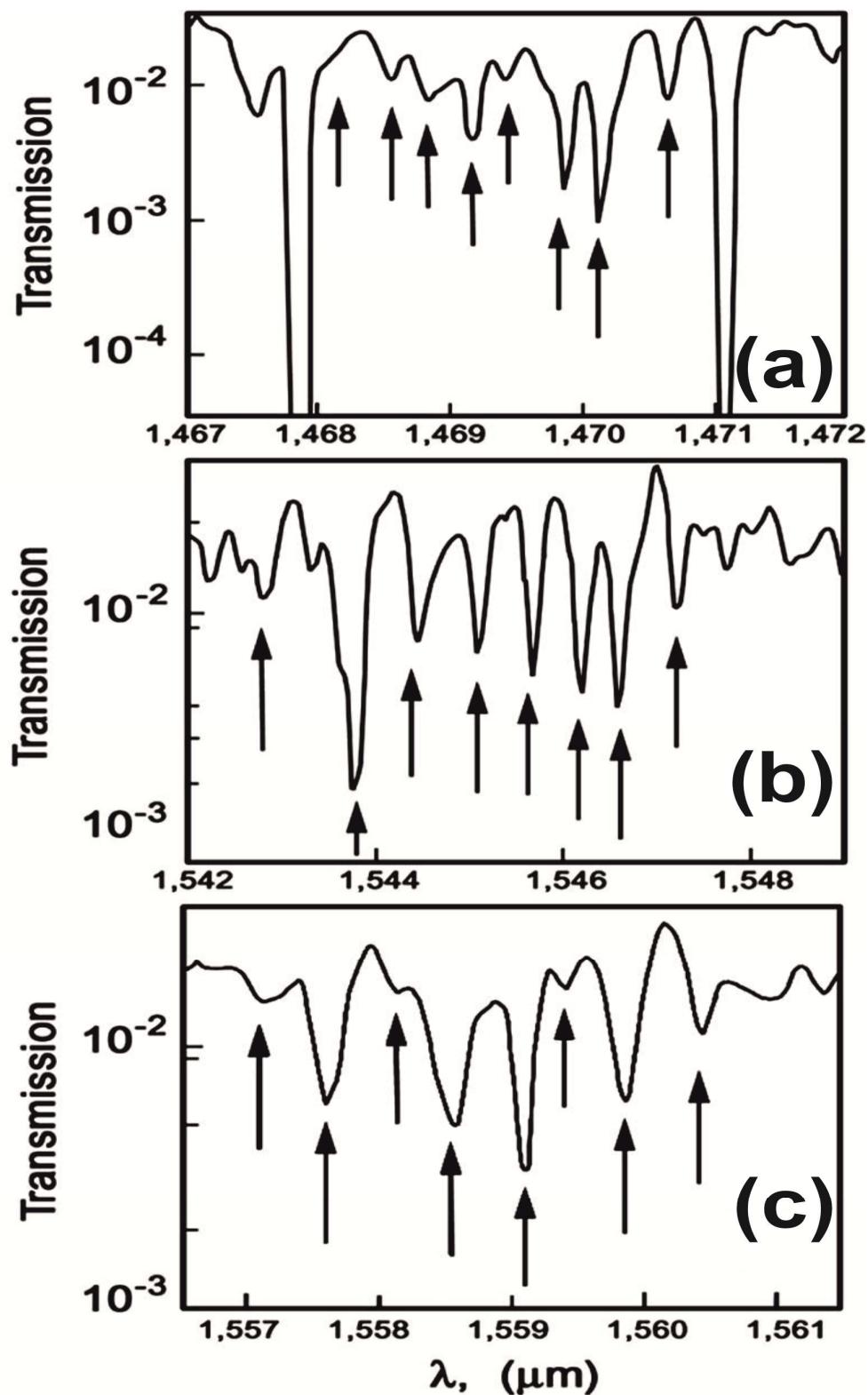


Рис. 51. Спектр пропускания кремниевой сандвич-nanoструктуры, содержащей центры эрбия, который демонстрирует ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ Er³⁺ внутрицентровое поглощение тригонального центра эрбия, внедренного в СККЯ внутри одномодового микрорезонатора. Сверхтонкие переходы ($I = 7/2$) в области расщепления Раби идентифицируют ОДМР тригонального центра эрбия. $T=300\text{K}$.

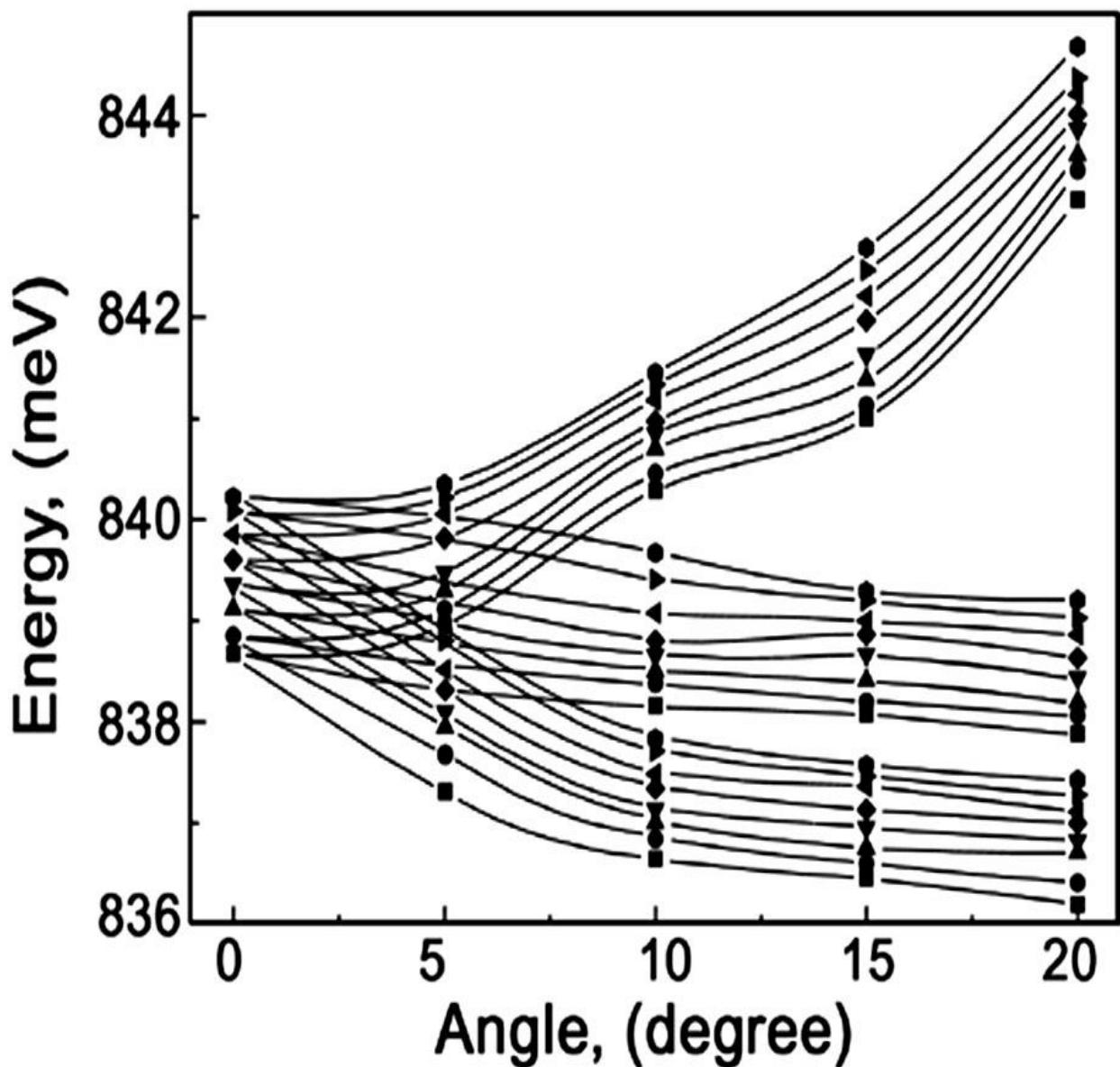


Рис. 52. Угловые зависимости позиций линий ОДМР, идентифицирующие тригональную симметрию центра эрбия, внедренного в СККЯ внутри кремниевого одномодового микрорезонатора. $T = 300\text{ K}$.

что внутрицентровая фото- и электролюминесценция ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ иона Er³⁺ возбуждается в условиях Оже-процесса вследствие оптически и электрически индуцированных переходов НН3=>НН1 (см. рис. 19b). Кроме того, спектральные зависимости пропускания свидетельствуют о регистрации расщепления Раби, тем самым идентифицируя сильную связь оптически индуцированного экситона с СККЯ, встроенной в одномодовый кремниевый микрорезонатор (рис. 51) [Bagraev, 2003]. Число линий в интервале расщепления Раби равно 8, что соответствует сверхтонкой структуре точечного центра, содержащего ион эрбия ($I = 7/2$), тем самым идентифицируя режим ОДМР на частоте 200 ГГц в условиях сильной внутризонной экситонной связи в слабом магнитном поле. В свою очередь, угловые зависимости позиций линий ОДМР спектра позволили определить тригональную симметрию центра эрбия (рис. 52) [Bagraev, 2002c, Gabrielyan, 1970].

Следует отметить, что причиной возникновения гигантского обменного расщепления, ответственного за реализацию ОДМР в отсутствие внешнего магнитного поля, по-видимому, является сильная sp - f гибридизация f -состояний центра эрбия и s - p состояний матрицы СККЯ [Bagraev, 2003].

4.2. Механизм регистрации ЭДЭПР по изменению магнетосопротивления в полупроводниковой сандвич-nanoструктуре.

Так как измерения магнетосопротивления полупроводниковых сандвич-nanoструктур выполнялись в отсутствие какой-либо оптической накачки или инжекции носителей, то механизм ЭДЭПР, регистрируемого в отсутствие внешнего резонатора, а также источника и приемника СВЧ, по-видимому, основан на процессах спинозависимого рассеяния спин-поляризованных дырок на парамагнитных центрах в краевых каналах.

Спиновая поляризация дырок в кремниевой сандвич-nanoструктуре вызвана многократными андреевскими отражениями между

сверхпроводящими δ-барьерами, ограничивающими СККЯ [Bagraev, 2008b, 2011]. Следует подчеркнуть, что спин-поляризованные двумерные дырки совершают квантовое диффузионное движение вследствие упругого рассеяния на статическом случайному потенциале в краевых каналах. Это упругое рассеяние не спинозависимое, и фаза дырочной волновой функции накапливает вклады от геометрического набега фаз, тогда как фазовая память остается постоянной. Таким образом, достигается режим слабой локализации в условиях транспорта двумерных дырок.

Известно, что фазовая память может быть разрушена вследствие неупругого электрон-электронного и/или электрон-фононного взаимодействий. Соответствующее характеристическое время обозначается τ_φ . Если приложено внешнее магнитное поле, то появляются два дополнительных вклада в фазу дырочной волновой функции. Первый – вклад вносит эффект Ааронова-Бома, он не зависит от спина и пропорционален магнитному потоку через поперечное сечение диффузионной траектории. Этот вклад сохраняет фазу. Второй – спинозависимый фазовый вклад является следствием спинозависимого рассеяния двумерных дырок на магнитных примесях. Этот вклад способен разрушить фазовую память, и взаимосвязь его характеристического времени с временем фазовой релаксации, τ_φ , важна. Тем не менее, данный тип рассеяния на магнитных примесях не является прямым процессом рассеяния дырок, а скорее результатом суммарного влияния магнитного поля данного парамагнитного центра на фазу диффундирующей дырки посредством спинового обменного взаимодействия. Следует отметить, что процесс прямого рассеяния может значительно уменьшить проводимость краевого канала. Поэтому разумно предположить, что между парамагнитным центром и краевым каналом имеется некоторое расстояние (около 1-3нм), предотвращающее процесс прямого рассеяния дырок. Действительно, последние экспериментальные данные демонстрируют существование таких близлежащих центров, производящих случайный телеграфный шум различной природы в некоторых

диодных структурах. В рассматриваемой сандвич-nanoструктуре мы наблюдали несколько типов парамагнитных центров с похожим случайнym влиянием на фазу волновой функции дырки. Случайные магнитные сигналы, произведенные данным центром, могут иметь природу дробового или телеграфного шума и соответствовать временной последовательности сигналов переменного знака, которые проявляются в произвольный момент времени. В случае произвольной статистики шума, дополнительная зависящая от времени фаза, суммируемая дырочной волновой функцией, представляет собой случайный процесс с функцией релаксации экспоненциального типа. Соответствующее корреляционное время, τ_S , характеризует ЭПР рассматриваемого центра. Это среднее время переходов с переворотом спина на центре очень чувствительно к отклонениям магнитного поля от резонансного значения. Поэтому спинозависимое рассеяние спин-поляризованных дырок, описанное выше, может быть объяснено в рамках теории слабой локализации в неупорядоченных системах, которая приводит к следующему обобщенному соотношению положительного отклика магнетосопротивления, вызванного насыщением ЭДЭПР (Рис. 53 а и б) [Kubo, 1954a, 1954b]:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \text{const} \int_{\tau_m}^{\tau_\varphi} \frac{dt}{t^{d/2}} \langle \exp \left(i \frac{4\pi e}{hc} \vec{\phi} \vec{A} \times d\vec{l} - i s_x \int_0^t \delta\omega(t') dt' \right) \rangle \quad (4.1)$$

где τ_m – время релаксации момента, τ_φ – время фазовой релаксации, τ_S – время спиновой релаксации дырок в краевых каналах. Спиновая релаксация дырок в магнитных полях вне диапазона магнитного резонанса определяется произвольным вращением спинов, это отражается в спиновой делокализации: $\tau_S > \tau_\varphi > \tau_m$, тогда как в условиях насыщения ЭПР, которое описывается вторым термом в уравнении (4.1), возникает резкое падение значения τ_S и соответствующий положительный отклик магнетосопротивления (рис. 53а и б).

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = const \cdot \cos\left(2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \cdot \int_{\tau_m}^{\tau_\varphi} \frac{dt}{t^{d/2}} \cdot \exp(-M_2 \int(t-t')\Psi_{xx}(t')dt) \quad (4.2)$$

где $\Psi_{xx}(t) = \exp\left(-\frac{|t|}{\tau_S}\right)$ релаксационная функция ЭПР парамагнитного центра; $M_2 \sim J^2\langle s^2 \rangle$ $M_2 \sim J^2\langle s^2 \rangle$ определяется обменным взаимодействием между дыркой и парамагнитным центром, ближайшим к замкнутой диффузионной траектории дырки в краевом канале. Уравнение (4.2) описывает положительное магнетосопротивление, наблюдаемое в условиях насыщения ЭПР как отклик, который способен возродить режим слабой локализации, ставшей деструктивной вдали от ЭПР резонанса вследствие произвольной спиновой релаксации. Физическая природа этого эффекта основана на квантовой интерференции двух дырочных состояний соответствующих прямому и обратному движению дырки вдоль замкнутого диффузионного пути в условиях статического произвольного потенциала в краевом канале. Это причина высокой чувствительности магнетосопротивления к даже низким концентрациям неконтролируемых примесей. На основе представленных выше аргументов, эффект резонансного положительного магнетосопротивления объясняется следующим образом:

а) Терм $\exp\left(-\frac{M_2 t^2}{2}\right)$ становится доминирующим в уравнении (4.1), когда режим слабой локализации становится неустойчивым вследствие генерации и накопления низкочастотного парамагнитного шума в местонахождении диффузионной дырки в краевом канале. Этот случай описывается неравенством: $\tau_S > \tau_\varphi > \tau_m$.

б) Терм $\exp(-M_2 t \tau_S)$ в уравнении (4.2) отличается от предыдущего и преобладает в условиях насыщения ЭПР, что отражается в положительном отклике магнетосопротивления. Этот случай описывается инвертированным неравенством $\tau_m > \tau_S > \tau_\varphi$; $L_\varphi = \sqrt{D\tau_\varphi}$ – длина фазовой релаксации, D – коэффициент диффузии, $D = \nu_F^2 \tau_m / 2$, ν_F – скорость Ферми.

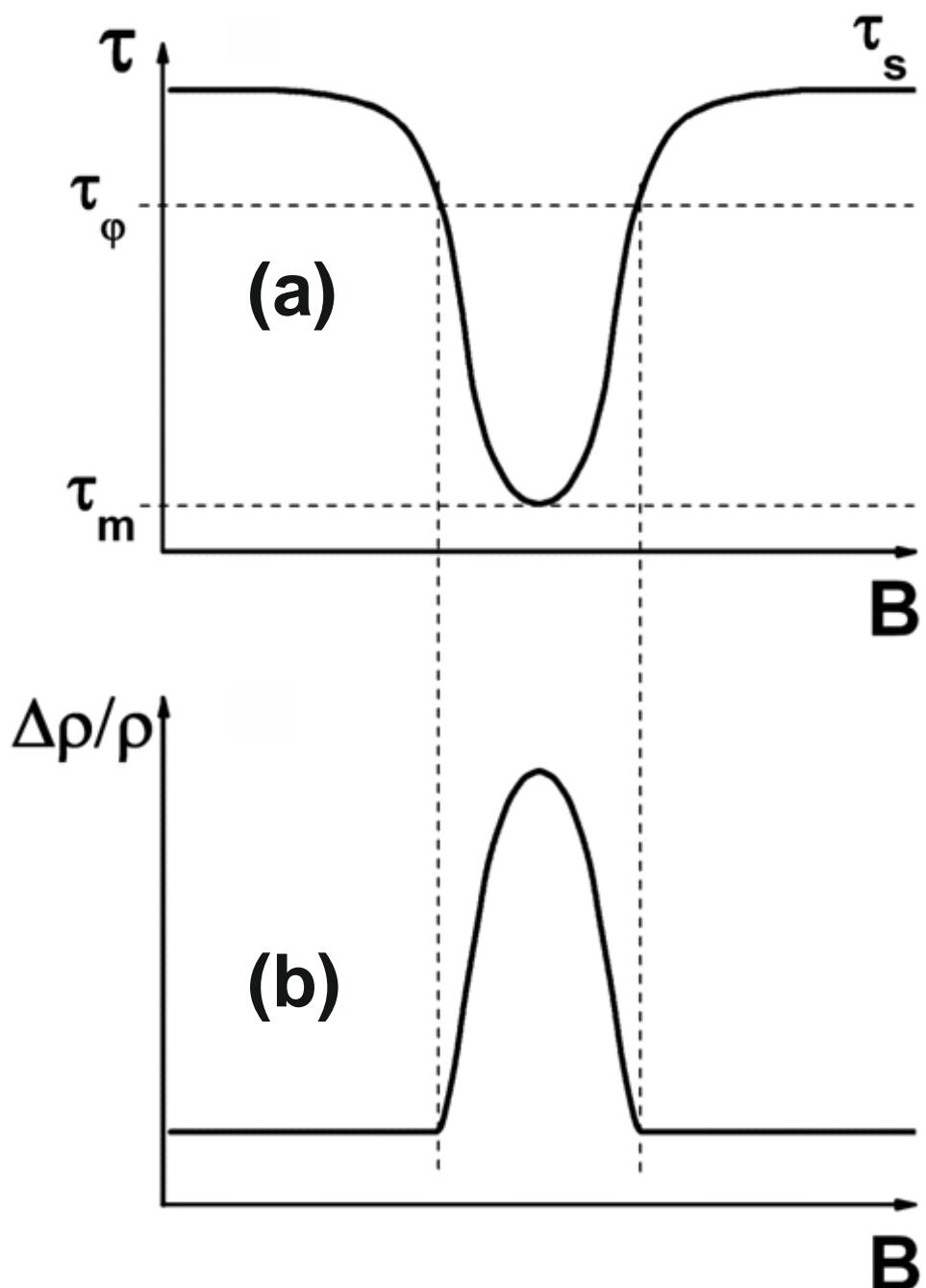


Рис. 53. ЭПР отклик от одиночных центров в проводимости вследствие спин-зависимого рассеяния носителей в полупроводниковых сэндвич-nanoструктурах, который является результатом резонансного поведения времени спиновой релаксации в рамках режима слабой локализации (а), что дает положительный отклик магнетосопротивления (б).

Таким образом, механизм регистрации спектров ЭДЭПР в кремниевых сандвич-nanoструктурах, по-видимому, основан на возникающей в условиях магнитного резонанса слабой локализации дырок вблизи точечных центров.

Этот вывод подтверждается величиной наблюдаемого отклика положительного магнетосопротивления в условиях ЭДЭПР, $(R_{xx}-R_0)/R_0$, составляющей 3%–6%, которая прогнозируется в рамках большинства теоретических и экспериментальных зависимостей проявления отрицательного (ОМС) и положительного (ПМС) магнетосопротивления, идентифицирующих явление слабой локализации носителей (рис. 45а и б, 46а, 47) [Hikami, 1980; Altshuler, 1985; Etienne, 1995; Pikus, 1996; Miller, 2003; Studenikin, 2003]. Исключение составляют данные исследований ЭДЭПР тригонального центра эрбия в кремниевой сандвич-nanoструктуре, которые демонстрируют большое увеличение магнетосопротивления в условиях магнитного резонанса (рис. 48). Это высокое значение сигнала ЭДЭПР не может быть рассмотрено в рамках слабой локализации дырок и, по-видимому, является следствием процессов сильной локализации, например, проявлением режима формирования спинового полярона, локализованного на магнитной примеси [Bagraev, 2003].

Кроме того, регистрация ЭДЭПР путем измерения полевых зависимостей магнетосопротивления указывает на наличие сильной связи между двухуровневым точечным центром в магнитном поле и микрорезонатором с высокой добротностью, представляющих собой осцилляторы с близкими энергетическими характеристиками, наличие которых подтверждается демонстрацией расщепления Раби [Khitrova, 2006] в спектрах ОДМР (рис. 51а, б и с).

4.3. Электрически детектируемый электронный парамагнитный резонанс точечных центров сильнолегированных бором сандвич-nanoструктурах на основе 6H-SiC.

Карбид кремния является наиболее технологически разработанным среди широкозонных материалов полупроводниковой электроники, что определяет области применения приборов на его основе в условиях агрессивных сред, экстремально высоких температур и повышенного радиационного фона [Choyke, 1977].

Наряду с кремнием, различные политипы карбида кремния, в особенности 4H- и 6H-SiC, благодаря отсутствию квадрупольного взаимодействия и малому содержанию ядерных изотопов с $I = 1/2$, являются модельными объектами использования ЭПР для изучения механизмов образования, транспорта и отжига точечных и протяженных дефектов [Ильин, 1981; Павлов, 1971, 1975; Зарицкий, 1971; Shanina, 1992a, 1992b; Kalabukhova, 1992; Baranov, 1997]. Поэтому именно применительно к кремнию и карбиду кремния разрабатываются новые методы инженерии дефектов для создания новых типов полупроводниковых приборов [Вейнгер, 1981; Choyke, 1977; Dean, 1979].

В отличие от кремния, в 4H- и 6H-SiC изолированные вакансии стабилизируются при комнатной температуре, что позволяет более детально изучать механизмы образования вторичных дефектов при их взаимодействии между собой и с примесными центрами в процессе последовательных термических отжигов [Вайнгер, 1981; Кодрау, 1981; Larkins, 1970; Baranov, 2011a, Горбань, 1976]. Более того, при комнатной температуре можно изучать спектры ЭПР кремниевой вакансии и N-V-дефекта, сформированного в результате ее взаимодействия с исходной донорной примесью – азотом [Baranov, 2011a; Soltamov, 2012]. Следует также отметить в 4H- и 6H-SiC множество высокоспиновых вакансионных центров, которые проявляют в ЭПР исследованиях значения $S = 1$ в равновесном состоянии и

с инверсной заселенностью магнитных подуровней в условиях оптического облучения [Павлов, 1971, 1975; Ильин, 1981; Dang Le Si, 1980; Baranov, 2011a; Вайнер, 1980]. Причем, в отличие от кремния, центры со спином $S = 1$ могут быть введены в политипы карбида кремния как с помощью радиационного облучения, так и в процессе термической обработки с последующей закалкой [Ильин, 1981; Вайнер, 1980].

Таким образом, вакансационные центры могут быть введены в сандвич-nanoструктуры на основе политипов карбида кремния непосредственно в процессе их получения в условиях неравновесной инжекции кремниевых вакансий из области поверхности раздела с предварительно нанесенным окислом. Следует отметить, что кремниевая вакансия является единственной из первичных дефектов, которая подвижна при низких температурах ($<950^{\circ}\text{C}$) [Вейнгер, 1981; Choyke, 1977; Dean, 1979], что обеспечивает приготовление сандвич-nanoструктур в рамках неравновесной диффузии бора.

Ниже представлены результаты исследований ЭДЭПР сандвич-nanoструктур на основе 6H-SiC, содержащих изолированные кремниевые вакансии, NV-дефекты и центры бора, сформированные непосредственно в процессе их получения. Следует отметить, регистрация ЭДЭПР проводилась путем измерения магнетосопротивления в отсутствие внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ. Причем спектры ЭДЭПР проявлялись в полевых зависимостях как продольного, так и поперечного (холловского) магнетосопротивления вследствие вклада квантового спинового эффекта Холла (см. 2.6.3, рис. 38 и 39). Полученные данные анализируются, принимая во внимание результаты использования стандартной ЭПР-спектроскопии (X-band). Показано, что регистрация ЭДЭПР по измерению магнетосопротивления без внешнего микрорезонатора, источника и приемника СВЧ представляет интерес для задач практической реализации кубита на основе карбида кремния, поскольку обнаруженный N-V-дефект в

6H-SiC характеризуется, как и в алмазе, длительным временем спиновой релаксации в основном состояния с $S = 1$.

Исследуемые в данной работе планарные сандвич-nanoструктуры на основе 6H-SiC (0001) n -типа проводимости были получены при температуре 900⁰ С с помощью кратковременной диффузии бора из газовой фазы. Как и в случае приготовления планарных кремниевых сандвич-nanoструктур, существенную роль играет толщина окисла, предварительно осажденного на рабочую и заднюю поверхности образца карбида кремния путем пиролиза силана, с последующей фотолитографией в рамках холловской геометрии контактов (рис. 54). Так, при наличии толстого окисла, по данным ВИМС толщина диффузионного профиля бора достигает значения 40 нм, в то время как присутствие тонкого окисла позволяет получить сильнолегированный слой, $N(B) \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$, толщиной <10 нм (рис. 55a) [Bagraev, 1993, 1997]. В основе кратковременной диффузии бора лежит вакансационный механизм вследствие большого количества вакансий кремния, генерируемых границей 6H-SiC-SiO₂, что приводит к возрастанию концентрации бора и соответствующему формированию на их основе дипольных центров (рис. 55b) [Bagraev, 1993, 1997]. Как отмечено выше, из всех первичных дефектов, возникающих в карбиде кремния, только кремниевая вакансия подвижна при температуре 900⁰ С. По-видимому, именно по этой причине наиболее близким к идеальному оказался $p^+ - n$ – переход, полученный при наличии предварительно нанесенного толстого слоя окисла (рис. 56а, б и с), что не только увеличило концентрацию бора, но и, как ниже будет показано, привело к образованию вакансационных центров внутри диффузионного профиля.

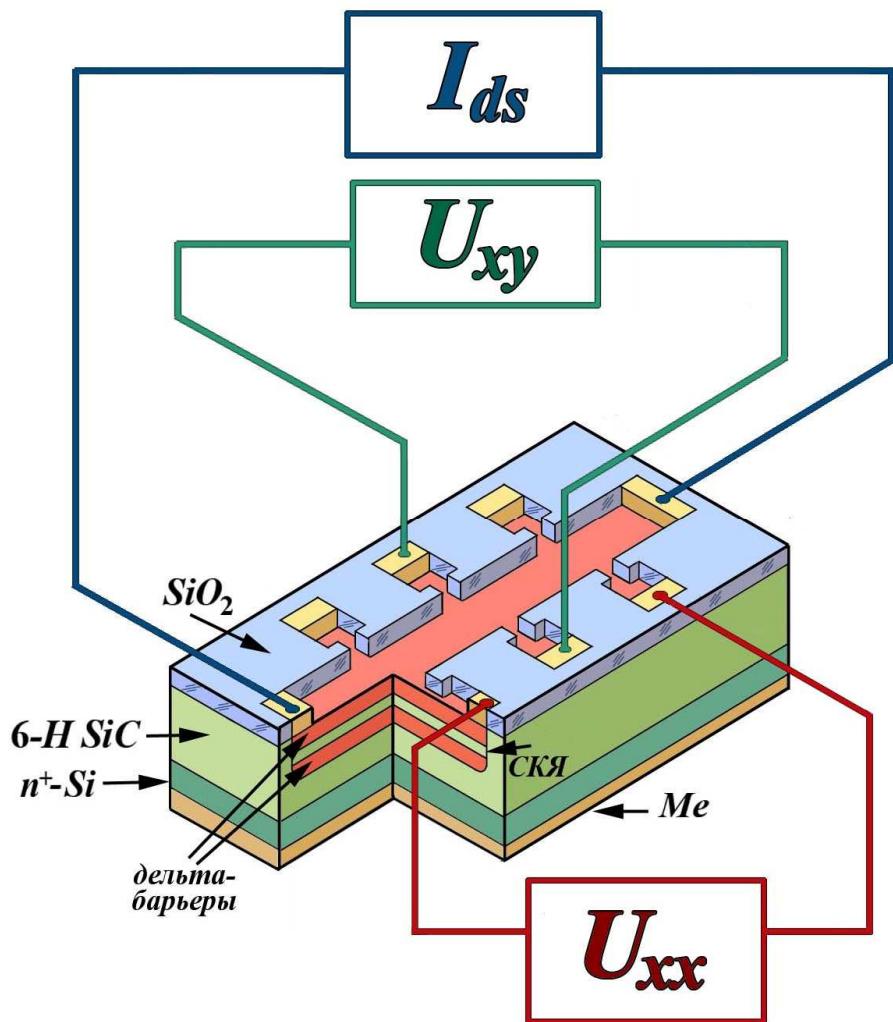


Рис. 54. Экспериментальная структура, полученная в рамках холловской геометрии для изучения электрических свойств сверхузкой квантовой ямы p -типа проводимости, ограниченной сильно легированными бором δ -барьерами на поверхности n -6H-SiC (0001).

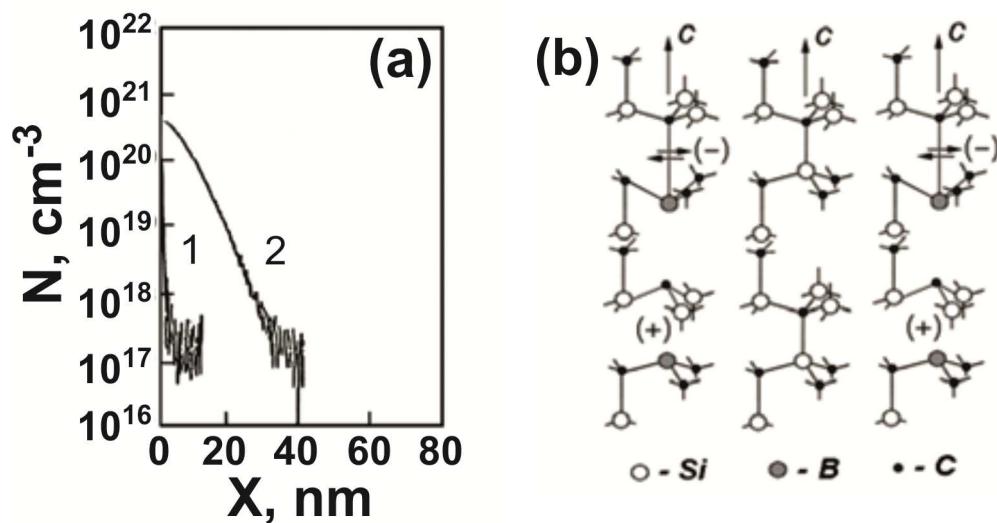


Рис. 55 (а) Данные ВИМС диффузационного профиля бора, полученные при анализе сверхмелкого p^+ - n перехода на основе 6Н-СиС. Диффузационный профиль бора реализован при температуре диффузии 900°C после предварительно нанесенного толстого (кривая 1) и тонкого (кривая 2) слоя окисла. (б) Возможная модель самокомпенсации акцепторных центров бора.

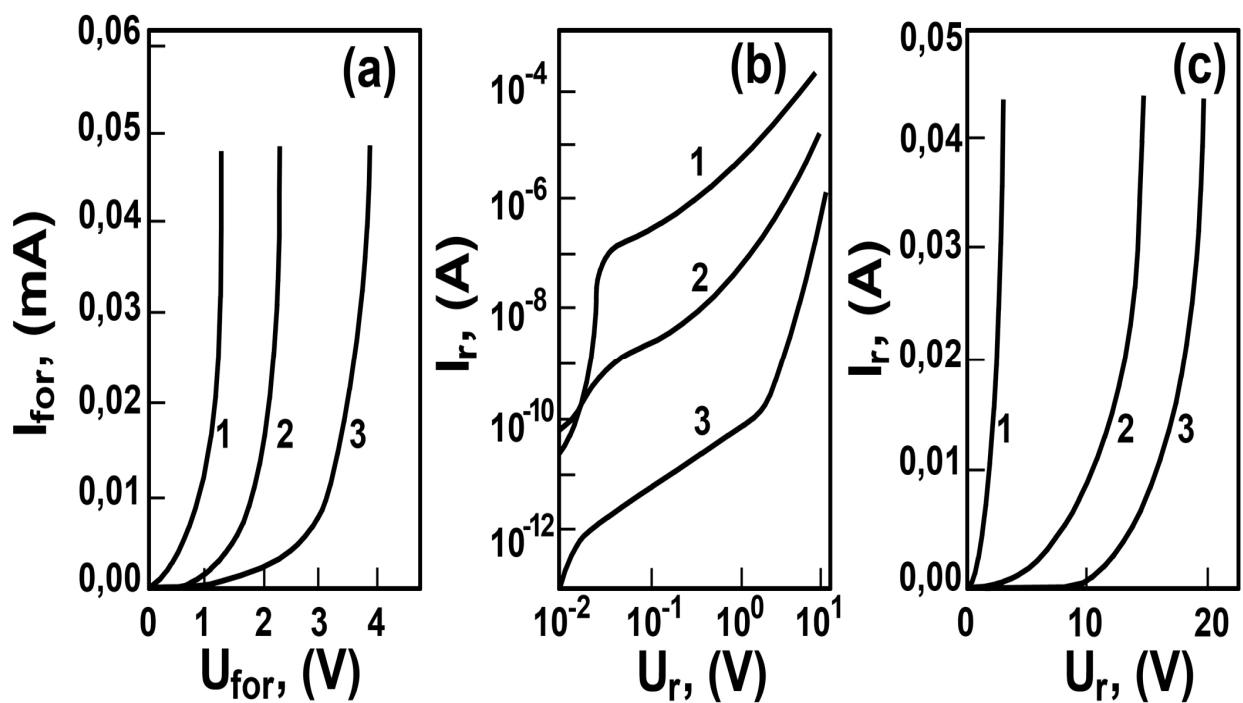


Рис. 56. Прямая (а) и обратная (б, с) вольт-амперные характеристики планарных сандвич-nanoструктур на основе 6H-SiC *n*-типа, которые представляют собой СКЯ *p*-типа проводимости, полученные с помощью низкотемпературной диффузии бора при наличии предварительно нанесенного тонкого (кривая 1), среднего (кривая 2) и толстого (кривая 3) слоя окисла.

Исследования квантовой лестницы проводимости в условиях обратного, прямого и продольного напряжения, приложенного к планарным сандвич-nanoструктурам на основе 6H-SiC, выявили наличие СКЯ, ограниченной δ-барьерами, сильнолегированными бором, а также – корреляционной щели в их валентной зоне [Bagraev, 1993, 1997]. Температурные и полевые зависимости статической магнитной восприимчивости свидетельствуют о переходе корреляционной энергетической щели в сверхпроводящий режим при понижении температуры ниже 150К, что подтверждается регистрацией джозефсоновских ВАХ и ступенек Фиске (рис. 57а и б; рис. 58а, б и с; см. также 2.4 и рис. 30). Причем частота СВЧ генерации сильно легированных бором δ-барьеров, проявляющаяся в значении периода осцилляций, соответствующим ступеням Фиске, определяется характеристиками микрорезонаторов, встроенных в плоскость сандвич-nanoструктуры (см. рис. 57а и б; рис. 58а, б и с; рис. 54). По-видимому, механизм подобных явлений в сандвич-nanoструктурах на основе 6H-SiC, как в описанных выше кремниевых СККЯ, ограниченных сильнолегированными бором δ-барьерами, основан на самокомпенсации мелких акцепторов, которая сопровождается формированием дипольных центров бора. В свою очередь, дипольные центры бора ответственны не только за возникновение корреляционной энергетической щели и коррелированный перенос пар дырок, но и за спектр СВЧ генерации сильно легированных бором δ-барьеров.

Наличие таких сильно легированных бором сандвич-nanoструктур на основе 6H-SiC позволило зарегистрировать спектры ЭПР различных точечных центров в отсутствии внешних микрорезонатора, СВЧ-источника и приемника только посредством измерения магнетосопротивления в условиях жесткой стабилизации тяущегося тока исток-сток на уровне 10 нА (рис. 59, 60, 62-64). Роль встроенных микрорезонаторов в этом случае играют геометрические размеры холловской структуры (рис. 57а и б; рис. 58а, б и с; рис. 54). В частности, СВЧ-генерация на частоте 9.3 ГГц определяется ее

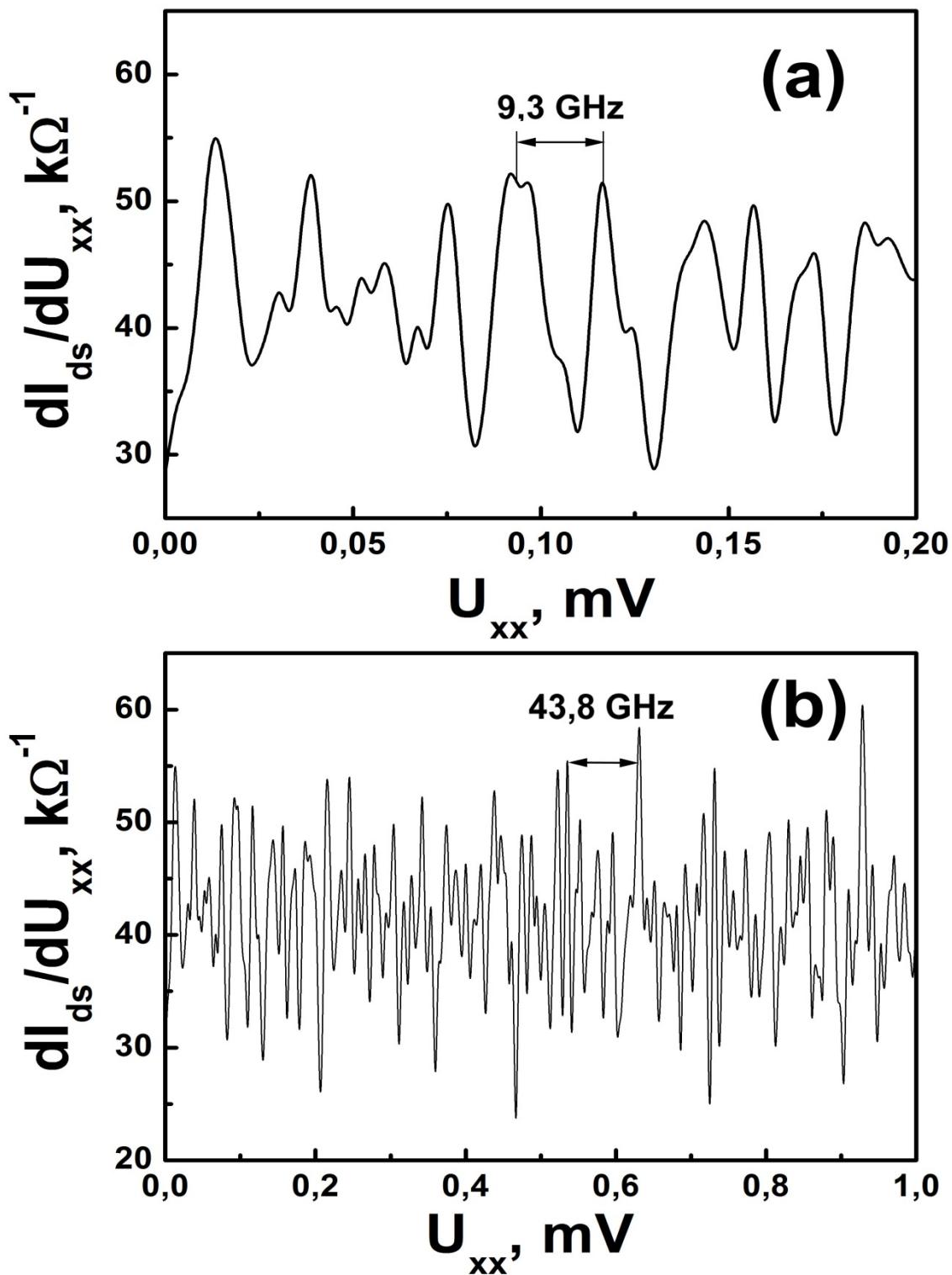


Рис. 57. Зависимость $dI_{dS}/dU_{xx}(U_{xx})$, полученная при $T = 77\text{ K}$ с помощью измерений продольной ВАХ сандвич-nanoструктуры на основе 6Н-SiC, которая демонстрирует осцилляции, соответствующие ступеням Фиске. Частота генерации, (а) – 9.3 ГГц, (б) – 43.8 ГГц, определяется характеристиками микрорезонаторов, сформированных в плоскости СКЯ, ограниченной сильно легированными бором δ -барьерами, которые зависят от ее размеров и геометрии контактов: $r = 2cn/\lambda$, где n – коэффициент преломления, r – размер микрорезонатора.

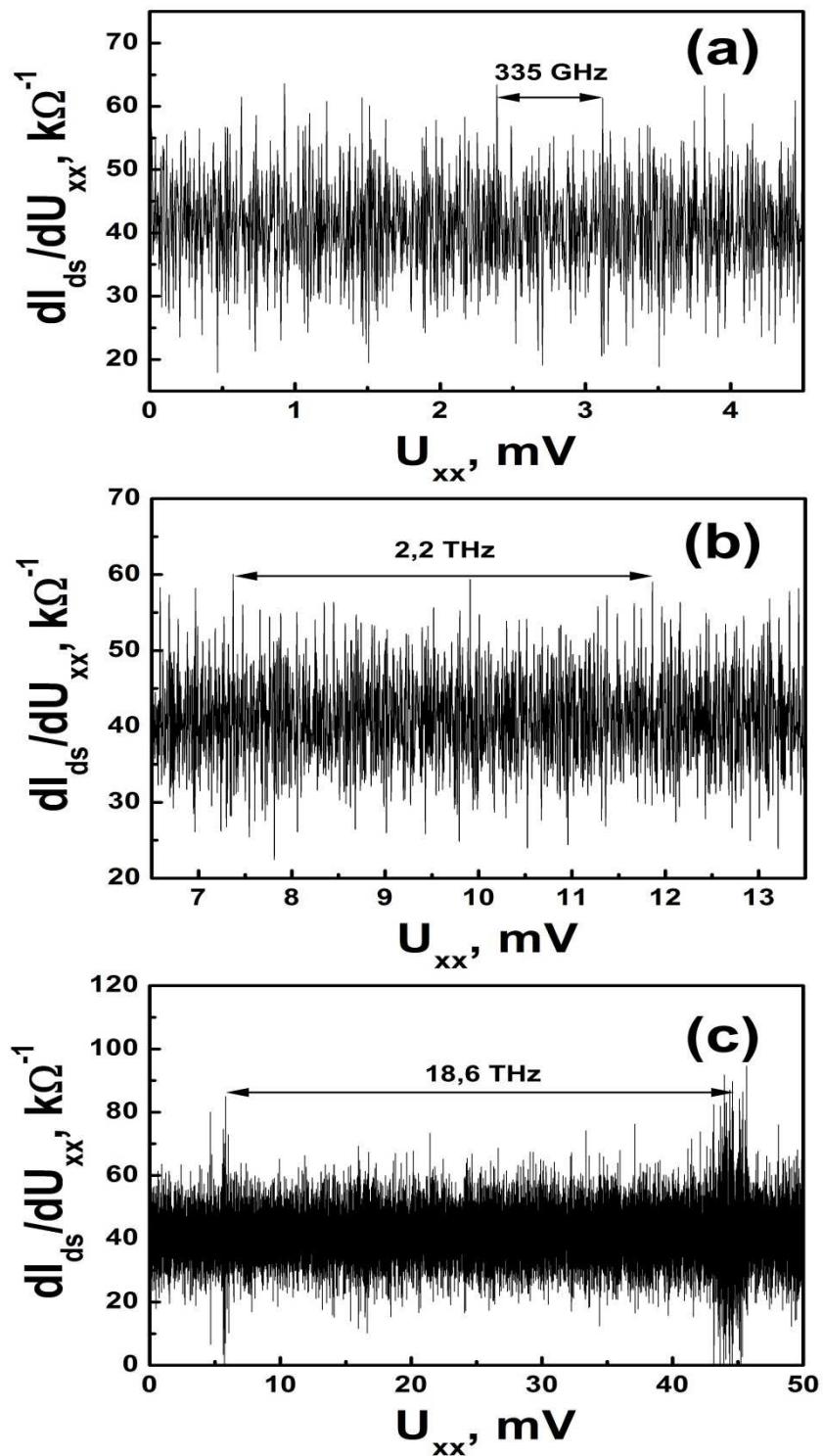


Рис. 58. Зависимость $dI_{dS}/dU_{xx}(U_{xx})$, полученная при $T = 77 K$ с помощью измерений продольной ВАХ сандвич-nanoструктуры на основе 6Н-SiC, которая демонстрирует осцилляции, соответствующие ступеням Фиске. Частота генерации, (а) – 335 ГГц, (б) – 2.2 ТГц и (с) – 18.6 ТГц, определяется характеристикам микрорезонаторов, сформированных в плоскости СКЯ, ограниченной сильно легированными бором δ-барьерами, которые зависят от ее размеров и геометрии контактов: $r = 2cn/\lambda$, где n – коэффициент преломления, r – размер микрорезонатора.

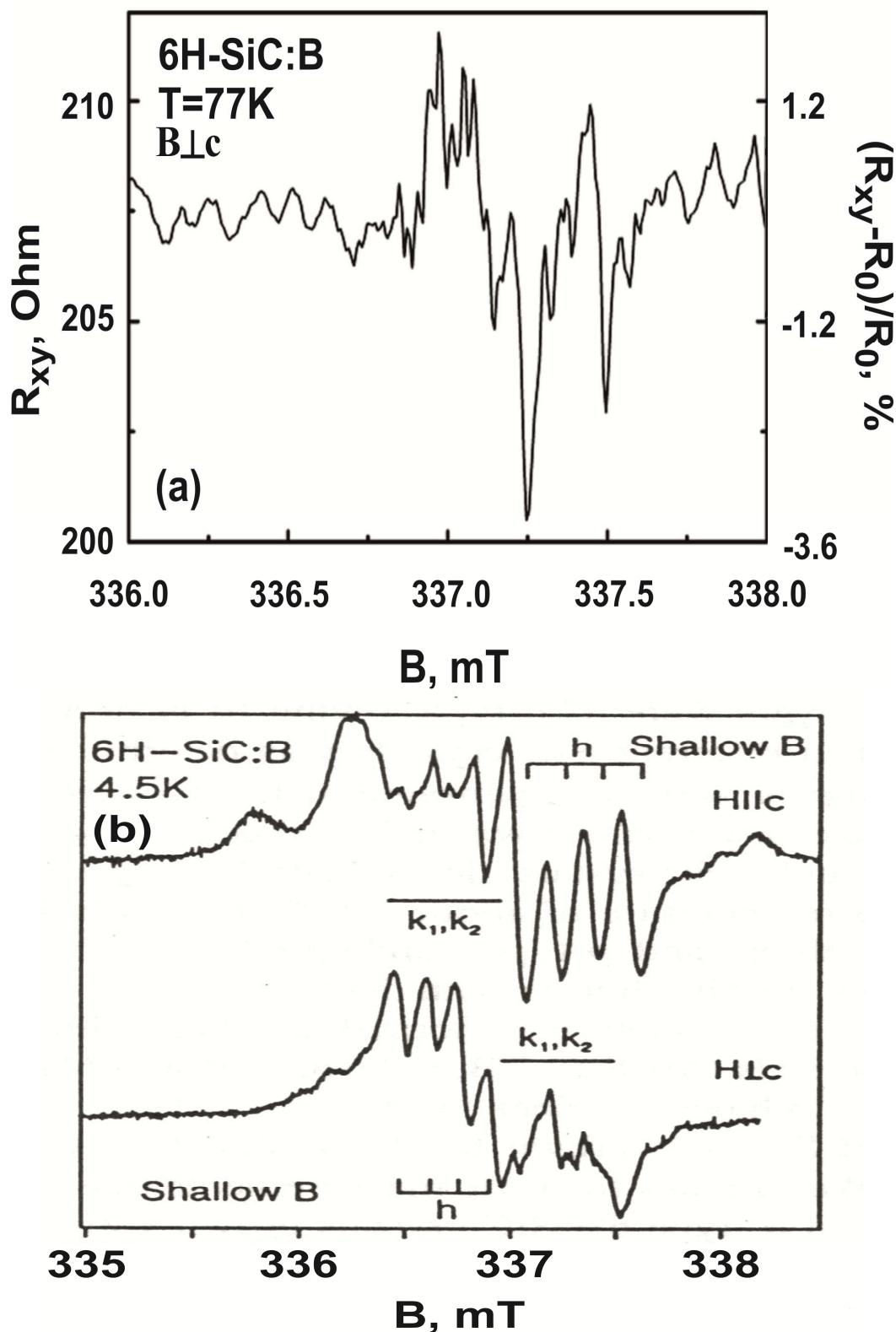


Рис. 59. (а) ЭДЭПР спектр мелкого акцептора бора, полученный при $T = 77\text{ K}$ путем измерения магнетосопротивления сандвич-nanoструктуры на основе 6H-SiC в отсутствии внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ-излучения, $\nu = 9.3\text{ ГГц}$; $B \perp c$.

(б) ЭПР спектр (X-band) мелкого акцептора бора в 6H-SiC, полученный при 4.5 K [Baranov, 1997].

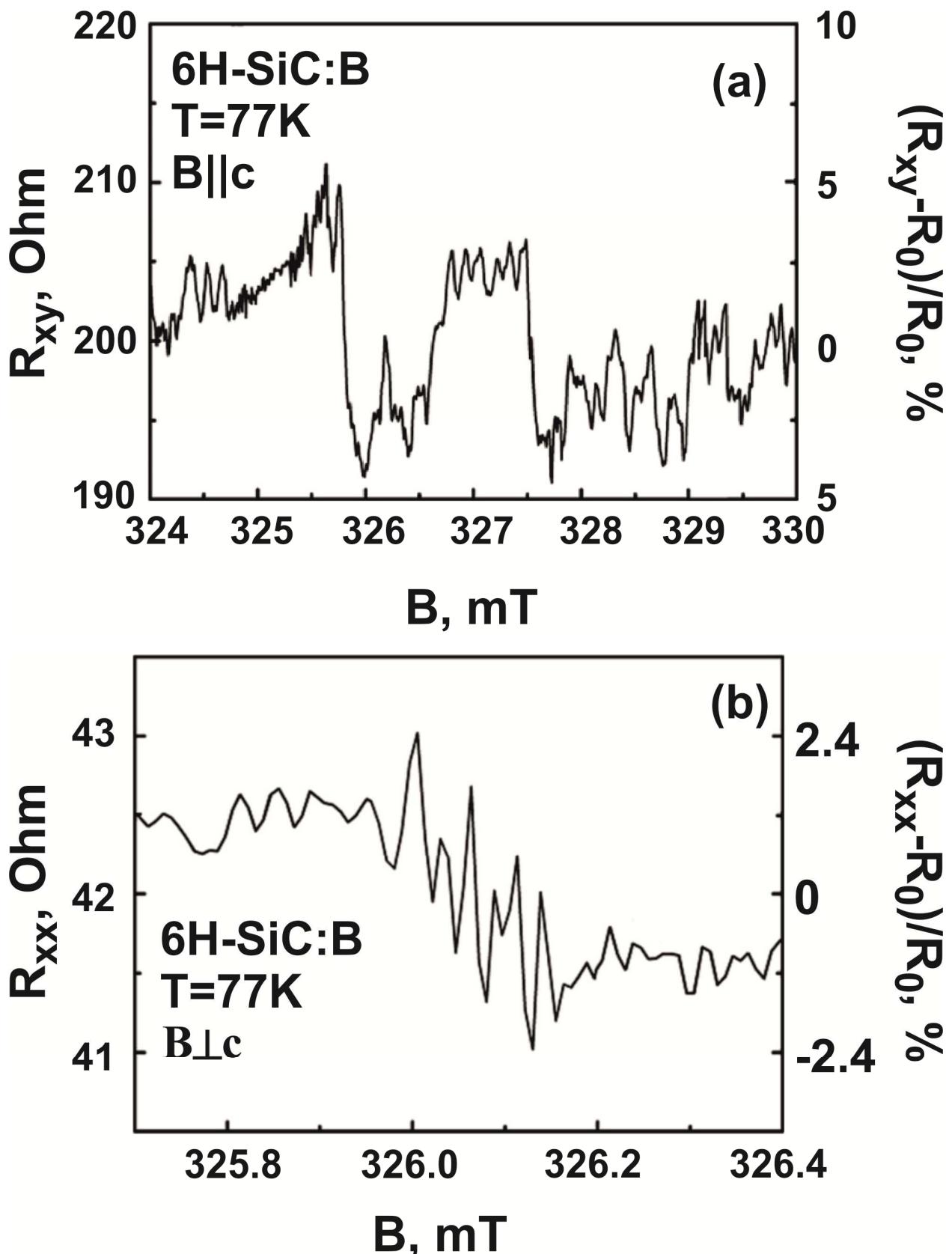


Рис. 60. ЭДЭПР спектр глубокого акцептора бора, полученный при $T = 77\text{ K}$ путем измерения магнетосопротивления сандвич-nanoструктуры на основе 6H-SiC в отсутствии внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ-излучения; $\nu = 9.3\text{ ГГц}$: (a) $B \perp c$, (b) $B \parallel c$.

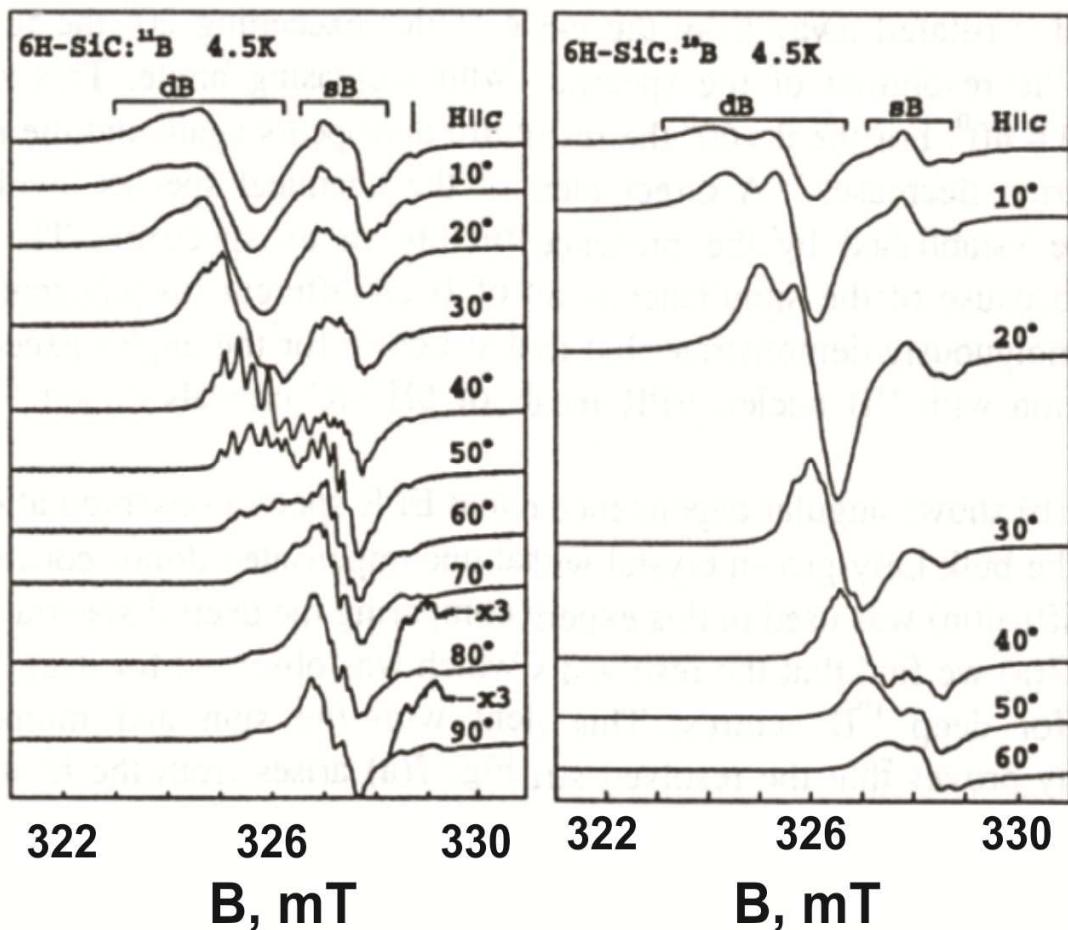


Рис. 61. Угловая зависимость ЭПР спектра (X-band) глубокого акцептора бора в 6H-SiC, легированного ^{11}B и ^{10}B [Baranov, 1997].

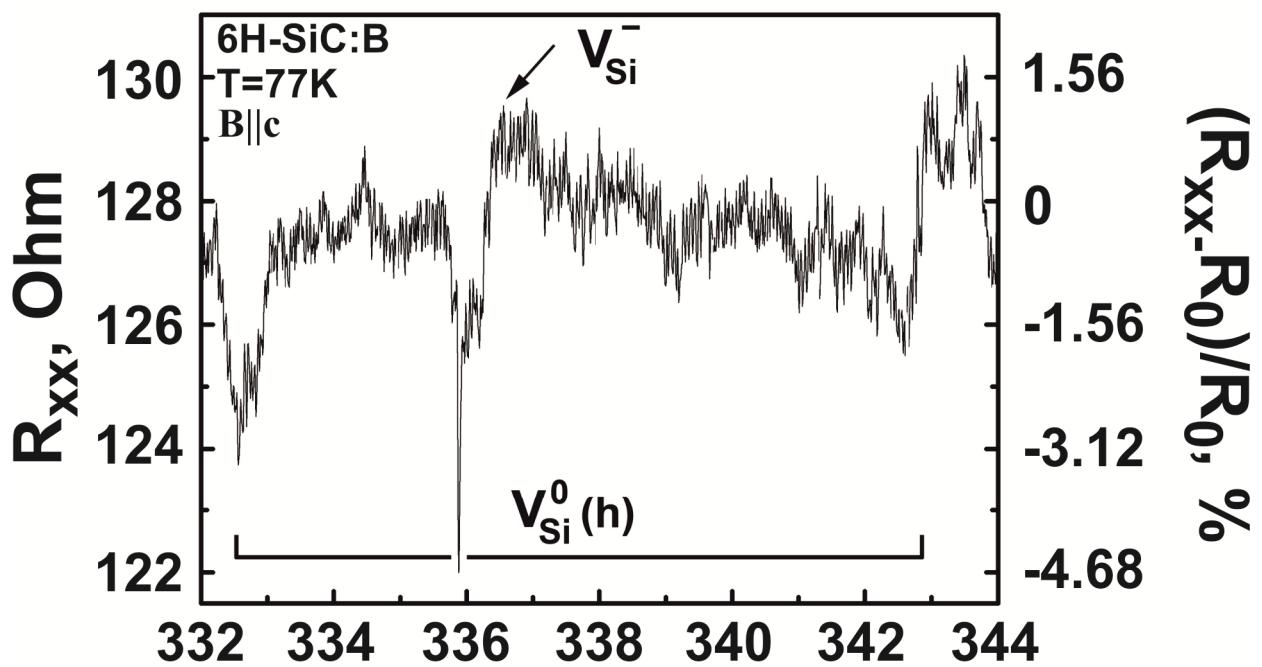


Рис. 62. ЭДЭПР кремниевой вакансии в сандвич-nanoструктуре на основе 6H-SiC, ограниченной сильно легированными бором сверхпроводящими δ -барьерами, зарегистрированный с помощью измерения продольного магнетосопротивления без использования внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ, $B \parallel c$, $T = 77 K$, $\nu = 9.3$ ГГц.

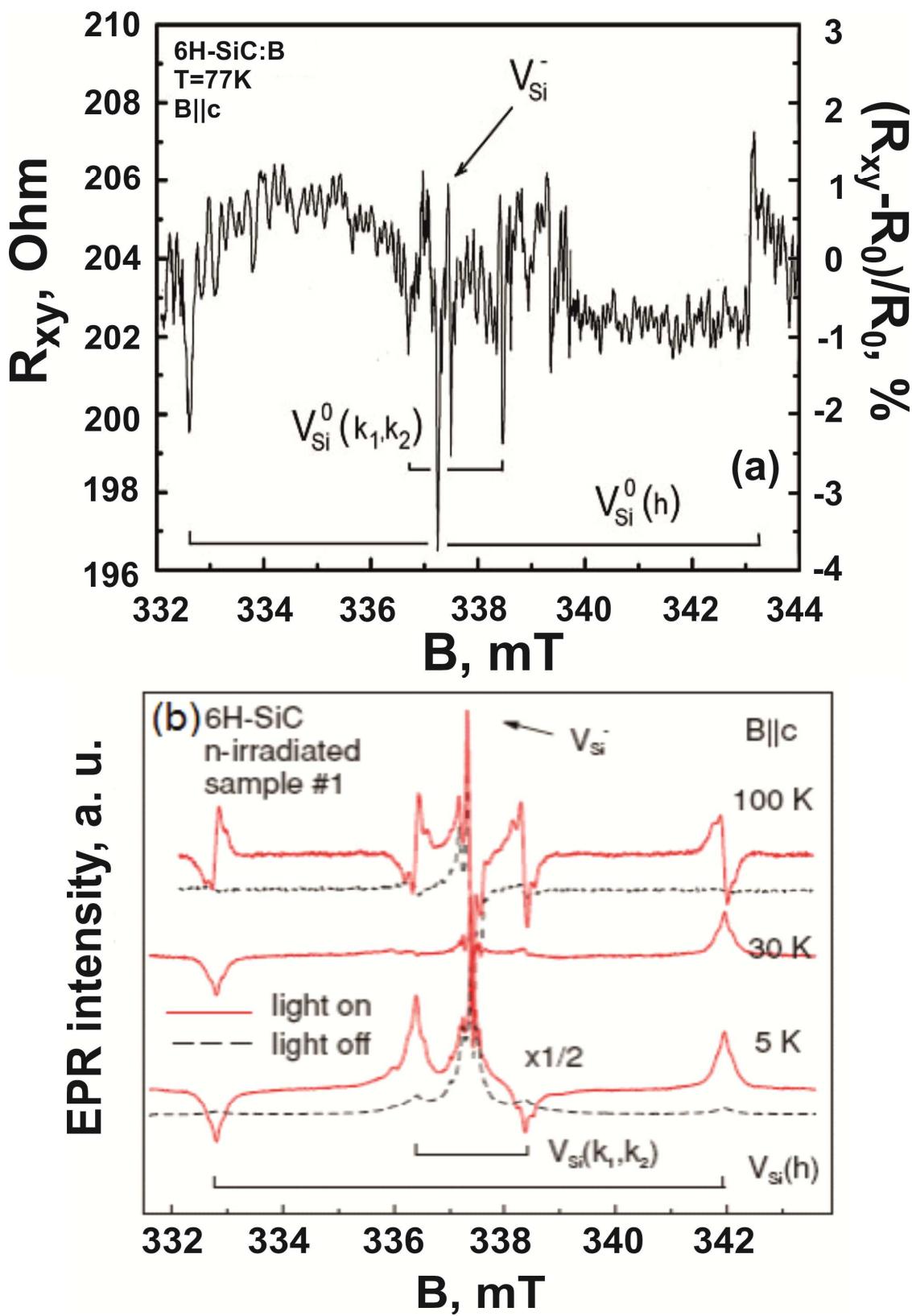


Рис. 63. (а) ЭДЭПР кремниевой вакансии в сандвич-nanoструктуре на основе 6H-SiC, ограниченной сверхпроводящими δ -барьерами, сильно легированными бором, зарегистрированный с помощью измерения поперечного (Холловского) магнетосопротивления без использования внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ, $B \parallel c$, $T = 77\text{ K}$, $\nu = 9.3\text{ ГГц}$. (б) ЭПР спектр (X-band) вакансии кремния в 6H-SiC [Baranov, 2011a].

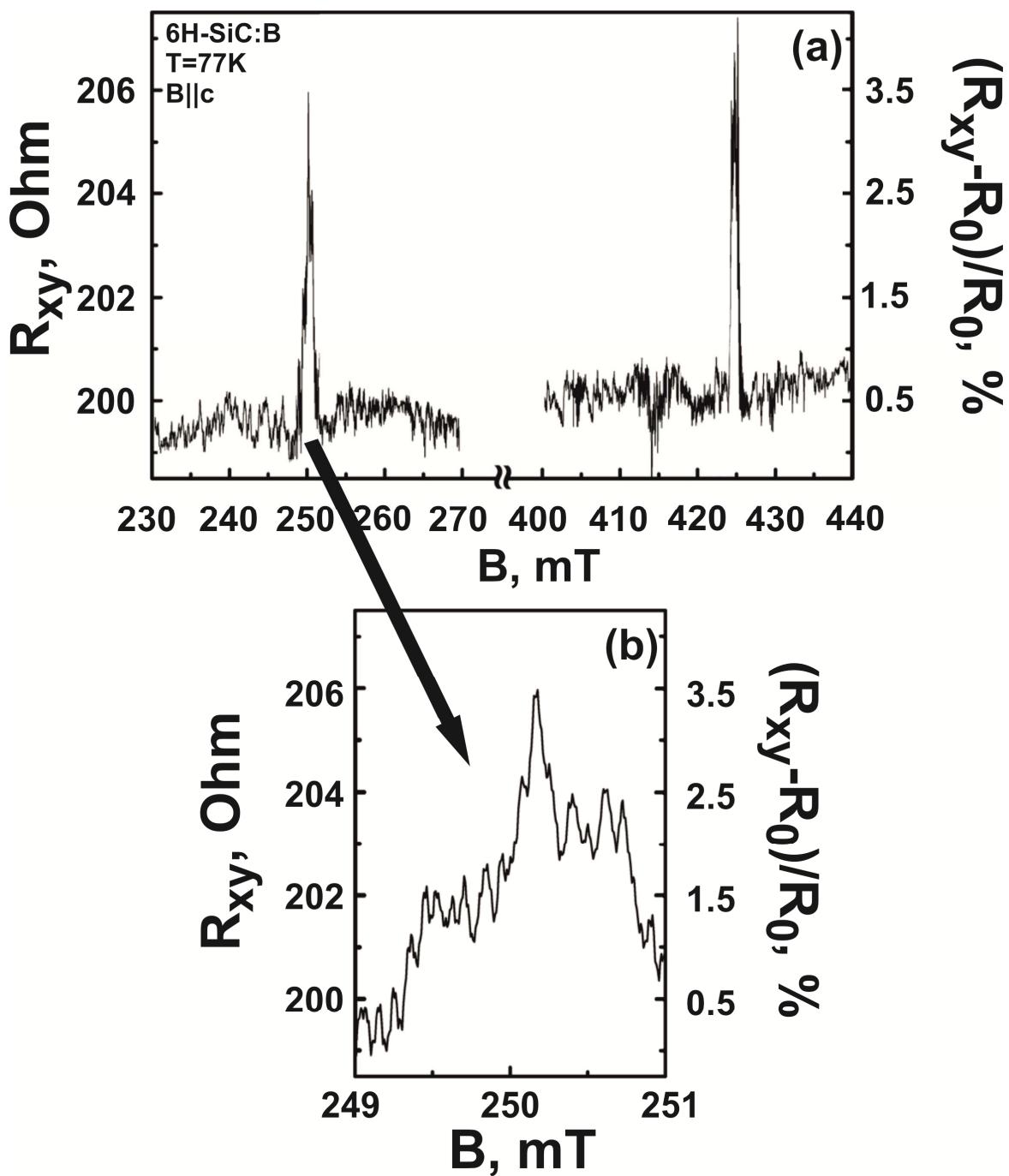


Рис. 64. (а) ЭДЭПР спектр N-V-дефекта, в сандвич-nanoструктуре на основе 6H-SiC, ограниченной сверхпроводящими δ -барьерами, сильнолегированными бором, зарегистрированный с помощью измерения поперечного (холловского) магнетосопротивления без использования внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ, $B \parallel c$, $T = 77\text{ K}$, $\nu = 9.3\text{ ГГц}$. (б) Тонкая структура ЭДЭПР спектра NV-дефекта свидетельствует о присутствии азота, $B \parallel c$, $T = 77\text{ K}$. $\nu = 9.3\text{ ГГц}$. ЭДЭПР спектр центра азота отсутствует вследствие интенсивного взаимодействия с кремниевыми вакансиями, которое приводит к формированию N-V-дефектов внутри сандвич-nanoструктуры.

длиной, $r = 4.7$ мм, $r = 2cn/\lambda$, где n – коэффициент преломления, r – размер микрорезонатора, тогда как генерация на частоте $v = 43.8$ ГГц резко усиливается, если расстояние между “хх” – контактами соответствует значению $r = 1.0$ мм [Баграев, 2012]. Кроме того, более мелкие области в плоскости СКЯ, ограниченные контактными площадками, могут быть основой для формирования микрорезонаторов терагерцевого диапазона длин волн (рис. 58а, б и с).

Амплитуда измеренных спектров ЭДЭПР составляет 2-3% от исходного сигнала в отсутствие резонанса и соответствует положительному значению магнетосопротивления, что отвечает условиям слабой локализации вследствие резкого уменьшения времени спин-решеточной релаксации носителей тока в условиях насыщения магнитного резонанса [Bagraev, 2010b].

Несмотря на то, что дипольные центры бора значительно доминируют в исследуемых сандвич-nanoструктурах, некоторое количество остаточных точечных центров, формируемых одиночными атомами бора в области диффузионного профиля, все-таки могут давать вклад в ЭДЭПР. Как было продемонстрировано посредством оптических методик и методов нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ), бор может создавать в запрещенной зоне карбида кремния как мелкий, так и глубокий акцепторный уровень [Pensl, 1990; Baranov, 1997]. При этом энергия активации мелкого акцептора бора варьируется: различные методики дают значения от 0.22 эВ и 0.35 эВ в случае фотоемкостных методик [Ballangovich, 1995] до 0.3-0.39 эВ при использовании адmittанс-спектроскопии [Lomakina, 1965, Anikin, 1985]. Впервые ЭПР-спектр мелкого акцептора бора в 6H-SiC был получен в 1961 году [Woodbury, 1961] и впоследствии неоднократно изучался с помощью классического ЭПР [Baranov, 1997], оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) [Lee, 1980, Baranov, 1991], двойного электронно-ядерного резонанса (ДЭЯР) [Petrenko, 1992a, 1992b; Muller, 1993].

На рисунке 59а и б представлены спектры мелкого акцептора бора в сандич-nanoструктурах 6H-SiC, полученные посредством электрического детектирования ЭПР в отсутствие внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ (рис. 59а) и классического ЭПР-метода (X-band) в объемном 6H-SiC (рис. 59б [Baranov, 1997]). В случае, если направление магнитного поля совпадает с осью *c* кристаллической решетки $B \parallel c$, то наблюдается три набора по четыре линии в зависимости от позиции бора ($I = 3/2$), занимаемого им в кристаллической решетке, тогда как перпендикулярная ориентация магнитного поля, $B \perp c$, приводит к регистрации дополнительных линий с характерной интенсивностью, возникающих вследствие сверхтонкого взаимодействия с ядрами ^{29}Si .

В свою очередь глубокий центр бора впервые был обнаружен при изучении фотолюминесценции 6H-SiC [Ikeda, 1980, Kuwabara, 1975]. При этом, как оказалось, энергия активации существенно зависит от метода введения бора в полупроводниковую матрицу. Данные измерений НСГУ дают значения энергии активации центров бора $E_v + 0.63$ эВ и $E_v + 0.73$ эВ, полученных диффузией в $p^+ - n$ переходах 6H-SiC [Anikin, 1985] и $E_v + 0.58$ эВ в случае использования ионной имплантации в легированных алюминием эпитаксиальных пленках 6H-SiC [Sutrop, 1990].

Сравнение ЭДЭПР – спектров глубокого центра бора в сандвич-nanoструктурах на основе 6H-SiC, полученных при ориентации магнитного поля параллельно и перпендикулярно оси *c* (рис. 60а и б), с соответствующими угловыми зависимостями ЭПР (X-band) в объемном 6H-SiC (рис. 61а и б [Baranov, 1997]) следует проводить, принимая во внимание, что имеется два изотопа бора ^{10}B (19.8%, ядерный спин $I = 3$) и ^{11}B (80.2%, $I = 3/2$). При этом, так как, соотношение ядерных *g*-факторов которых $gI(^{11}\text{B})/gI(^{10}\text{B}) = 3$, спектр ЭПР, как правило, состоит из наборов по четыре эквидистантные линии ^{11}B , тогда как ^{10}B проявляется в виде набора из семи слабых линий с амплитудой в 3 раза меньшей, чем у линий ^{11}B , и часто не разрешается.

Если учесть максимальное число спинов, 10^{10} , которое может быть определено с помощью ЭПР-спектрометра высокого класса, то полученные результаты позволяют сделать вывод, что вклад в наблюдаемые спектры ЭДЭПР как мелкого, так и глубокого бора в сандвич-nanoструктуре вносят порядка 10^2 центров.

Как отмечено выше, помимо акцепторных центров бора, образующихся в nanoструктурах на основе 6H-SiC в процессе кратковременной диффузии, используемая планарная технология позволяет получить на стадии предварительного окисления карбида кремния большое количество вакансий кремния V_{Si} и N-V-центров, представляющих собой точечные дефекты, состоящие из вакансии кремния связанной с атомом азота [Baranov, 2011b].

Наблюдаемые спектры ЭДЭПР вакансии кремния в сильно легированных бором сандвич-nanoструктурах на основе 6H-SiC, находятся в хорошем согласии с данными ЭПР, полученными при изучении объемных кристаллов 6H-SiC [Baranov, 2011a] (рис. 62, 63a и 63b, соответственно). Кроме отрицательно заряженной вакансии, V_{Si}^- , ($S = 3/2$), ЭДЭПР спектр проявляет наличие нейтральной вакансии в гексагональной, $V_{Si}(h)$, и квазикубической, $V_{Si}(k1, k2)$, позициях ($S = 1$) (см. рис. 55b). Следует отметить, что дневной свет слабой интенсивности приводил к инверсной заселенности магнитных подуровней триплетных состояний нейтральной вакансии, что отразилось в изменении фазы соответствующих линий в спектре ЭДЭПР (рис. 62 и 63a), как и в условиях регистрации с помощью ЭПР-спектрометра (X-band) (рис. 63b).

В свою очередь, спектры ЭПР N-V-дефекта в сандвич-nanoструктуре на основе 6H-SiC регистрировались как с помощью измерений полевых зависимостей поперечной (холловской) разности потенциалов при $T = 77\text{ K}$ (рис. 64a и b), так и с использованием спектрометра Bruker ELEXSYS E580 на частоте 9.7 ГГц в температурном интервале от 5 К до 40 К (рис. 64 и 65) [Kalabukhova, 2013]. Причем спектры ЭДЭПР и ЭПР (X-band), зарегистрированные на одной и той же сандвич-nanoструктуре, практически

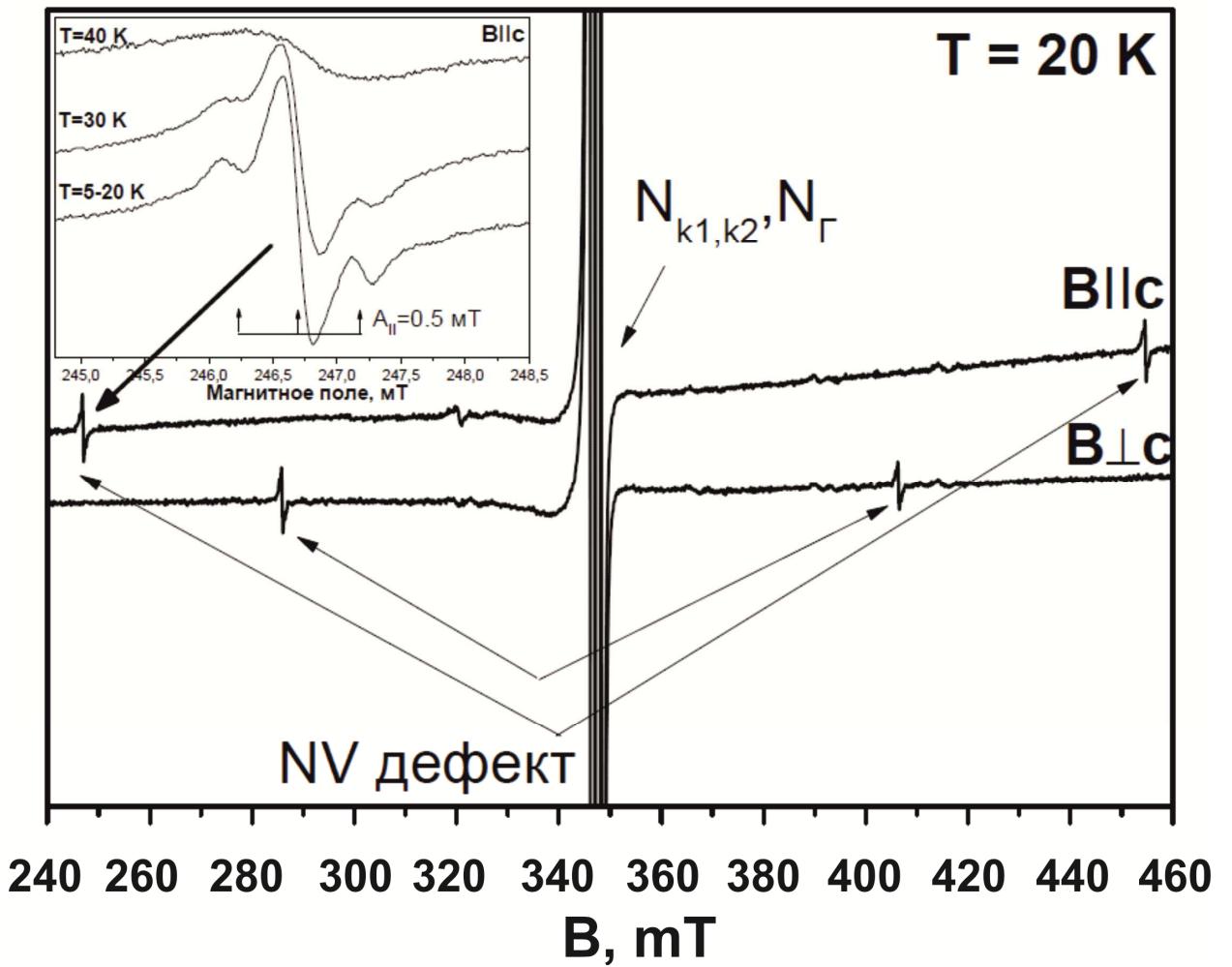


Рис. 65. Спектр ЭПР (X-band) N-V-дефекта, наблюдаемого в сандвич-nanoструктуре на основе 6H-SiC. Вставка демонстрирует сверхтонкую структуру спектра ЭПР триплетного центра. $B \parallel c$, $T = 20 K$.

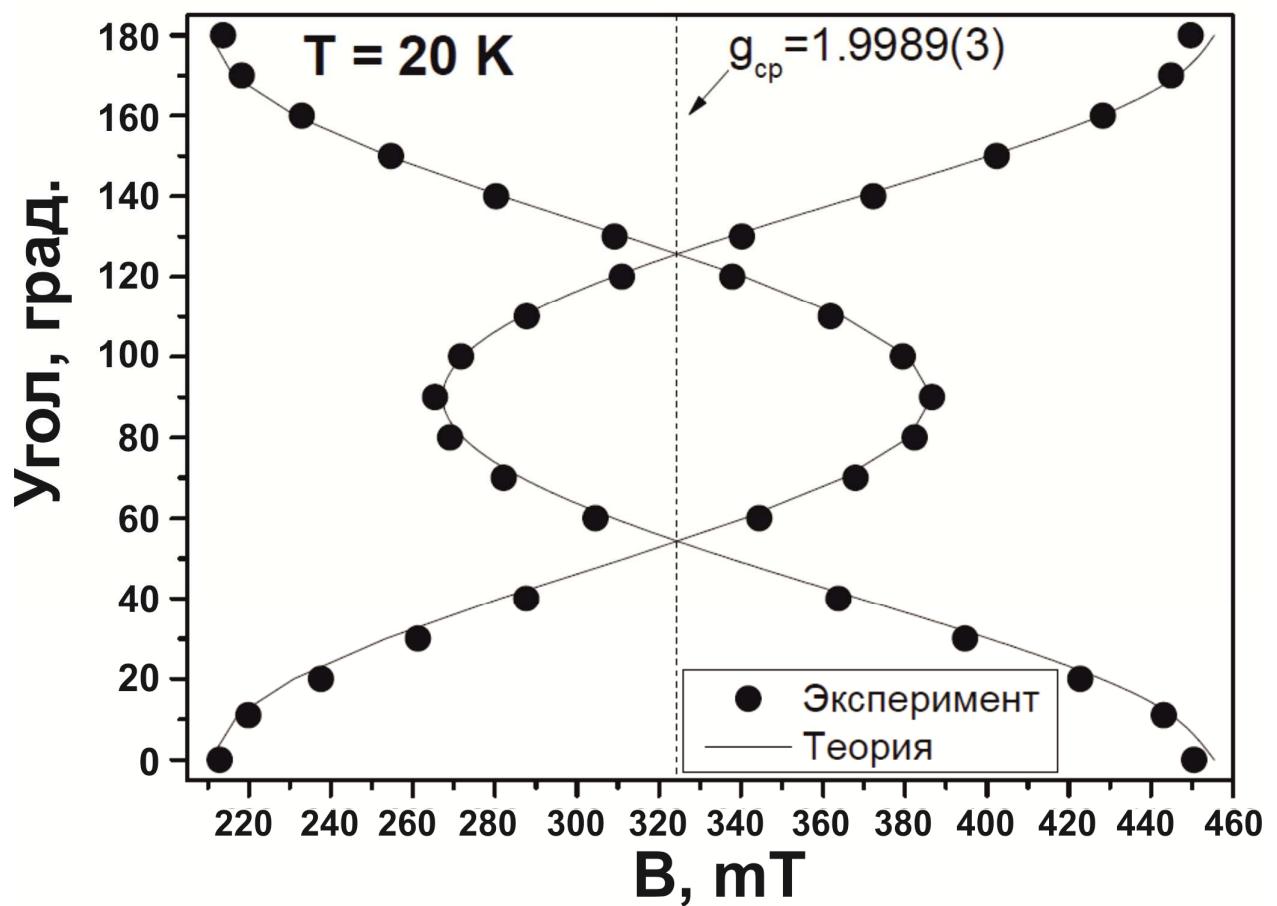


Рис. 66. Угловая зависимость константы тонкого расщепления D N-V-дефекта в сандвич-nanoструктуре 6H-SiC, измеренная при вращении образца в плоскости $(11\bar{2}0)$ при $T = 20 K$.

идентичны и соответствуют центру в триплетном состоянии со спином $S = 1$. Однако спектр ЭПР (X-band), который представляет собой дублет линий малой интенсивности с величиной расщепления $\Delta B = 237.6$ мТ, наблюдается на фоне спектра ЭПР от доноров азота ($N_{k1,k2}$, N_Γ), концентрация которого в исходном образце 6H-SiC *n*-типа составляла $5 \cdot 10^{18}$ см⁻³, тогда как в спектре ЭДЭПР донорные центры азота не проявляются (рис. 63а и 64).

Полученный результат указывает на принадлежность триплетного спектра NV дефекту, который формируется вследствие захвата кремниевой вакансии атомом азота в узле решетки 6H-SiC. При этом учитывается, что ЭДЭПР спектр отражает только наличие центров внутри сандвич-nanoструктуры *p*-типа, где все центры азота оккупируются кремниевыми вакансиями, инжектированными в процессе ее получения, тогда как ЭПР (X-band) проявляет также центры азота в полном объеме исходного образца *n*-6H-SiC.

Принимая во внимание значение концентрации атомов азота в исходном образце 6H-SiC, можно оценить количество точечных N-V дефектов, которые вносят вклад в сигнал ЭДЭПР. Полученное значение, порядка $8 \cdot 10^3$, коррелирует с полным числом N-V центров, которое было зарегистрировано с помощью ЭПР (X-band), порядка $2 \cdot 10^{10}$, что стало возможным благодаря рабочим характеристикам спектрометра Bruker ELEXSYS E580, которые близки к лучшим версиям ЭПР (X-band) по определению малого числа центров (порядка 10^{10}).

Тот факт, что линии тонкой структуры, соответствующие электронным переходам ($M_S = 1 \rightarrow M_S = 0$; $M_S = -1 \rightarrow M_S = 0$), наблюдаются в темноте, свидетельствует о том, что триплетное состояние является основным состоянием N-V-дефекта. Как показано на рис. 63б и 64, при амплитуде модуляции магнитного поля меньшей ширины линий дублета разрешаются три линии сверхтонкой структуры с величиной расщепления A порядка 0.5 мТ, что указывает на участие атомов азота ¹⁴N ($I = 1$) в формировании точечного центра.

На рис. 65 представлена угловая зависимость величины расщепления линий тонкой структуры, измеренной при вращении образца в плоскости, содержащей ось c , из которой видно, что триплетный центр является аксиально-симметричным с главными осями, параллельными осям с кристалла, и она может быть описана выражением:

$$B = \frac{h\nu}{g\mu_B} \pm \frac{D}{2} \left(3 \left(\frac{g}{g_{\text{эф}}} \right)^2 \cos^2(\theta) - 1 \right) \quad (4.3)$$

где B – резонансное магнитное поле, $g_{\text{эф}}$ – эффективный g -фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, $h\nu$ – микроволновая частота, D – параметр расщепления в нулевом поле, θ – угол между направлением магнитного поля и осью кристалла c .

Проведенная симуляция угловой зависимости спектра ЭПР позволила получить параметры спинового гамильтониана триплетного центра, которые приведены в Табл. 1.

Следует отметить, что триплетные центры, содержащие в своем составе атомы азота, ранее наблюдались в электронно-облученном с дозой $10^{12}\text{e}/\text{см}^2$ - $10^{15}\text{e}/\text{см}^2$ и отожженном при $T = 900^\circ\text{C}$ синтетическом алмазе и в нейтронно-облученном с дозой 10^{21} см^{-2} 6Н SiC n -типа после высокотемпературного отжига при $T = 2000^\circ\text{C}$. Оба триплетных центра, имеющие близкую по величине константу тонкой структуры, были отнесены к дефектному центру, который образуется между атомом азота и кремниевой вакансией.

Существенно, что для получения кремниевых вакансий и N-V-центров в сандвич-nanoструктурах на основе 6Н-SiC, в отличие от объемных образцов карбида кремния, не требуется облучения высокоэнергетическими частицами, в качестве которых, как правило, используется поток электронов, протонов, нейtronов или гамма-частиц с энергиями порядка 100-200 кэВ

Таблица 1. Параметры спинового гамильтониана триплетных центров, наблюдавшихся в сэндвич-nanoструктурах 6H-SiC, в электронно-облученном синтетическом алмазе и нейтронно-облученном 6H-SiC *n*-типа.

Центр, материал	<i>S</i>	<i>T</i> , К	<i>g</i>	<i>A</i> , мТ	<i>D</i> , 10^{-4} см $^{-1}$	Ссылка
N-V алмаз	1		$g_{\text{iso}} = 2.0028$	$A_{\parallel}=0.082$ $A_{\perp}=0.075$	960.7	[He, 1993]
N-V 6H-SiC облученный	1	3.5	$g_{\text{iso}} = 2.003$	$A_{\parallel}=0.55$	860	[Muzafarova, 2006]
		70		$A_{\parallel}=0.75$ $A_{\perp}=0.35$	885	
N-V 6H-SiC nanoструктура	1	5-40	$g_{\parallel}=1.9815(3)$ $g_{\perp}=2.0163(3)$	$A_{\parallel}=0.55$ $A_{\perp}=0.45$	1150.96	Данная работа

[Muzafarova, 2006; Steeds, 1999; Davies, 1976]. Эти точечные дефекты стабилизируются в процессе низкотемпературной технологии получения сандвич-структур, основанной на инжекции кремниевых вакансий из поверхности раздела пиролитический окисел - 6H-SiC.

Из сравнения параметров спектров ЭПР триплетных центров видно, что наблюдаемый триплетный центр вnanoструктуре на основе 6H-SiC, сильно легированного бором, имеет большую величину константы D по сравнению с ее величиной, наблюданной для триплетных центров в облученном алмазе и объемном 6H-SiC, и она не меняется по величине с повышением температуры. В то же время константы сверхтонкого структуры (СТС) триплетного центра в сандвич-nanoструктуре 6H-SiC и в облученном образце 6H-SiC имеют одинаковые величины при низкой температуре.

Наблюдаемая большая величина константы тонкого расщепления у триплетного центра в сандвич-nanoструктуре 6H-SiC может быть связана с тем, что в состав дефекта входит не одиночная вакансия, а кластеры вакансий. Действительно, согласно литературным данным, у триплетных дефектных центров константа тонкого расщепления сильно зависит от технологии приготовления образца, условий отжига и энергетического положения уровня Ферми и ее величина возрастает с образованием более сложных дефектных агрегатов типа $V_C V_{Si}$ или $V_C V_{Si} V_C$ [Scholle, 2010]. Так как примесная диффузия в 6H-SiC проводилась при более низкой температуре, чем отжиг облученных образцов 6H-SiC, то можно предположить, что в сандвич-nanoструктуре 6H-SiC при $T = 900^{\circ}\text{C}$ дивакансионный комплекс не распадается и входит в состав дефектного азотосодержащего триплетного центра. Такое предположение подтверждается и тем фактом, что дивакансия $V_C V_{Si}$ наблюдается в облученных образцах SiC после их отжига при $T = 850^{\circ}\text{C}$. Наблюдаемая сильная анизотропия g -фактора триплетного центра также говорит в пользу сделанного предположения, о том, что в состав дефектного центра входит

сложный агрегатный комплекс, который приводит к понижению симметрии триплетного центра вnanoструктуре 6H-SiC.

Выводы.

Показано, что электрическое детектирование ЭПР точечных центров в полупроводниковых квантовых ямах (ЭДЭПР), ограниченных сверхпроводящими δ -барьерами, может осуществляться путем регистрации полевых зависимостей магнетосопротивления в условиях стабилизации тока исток-сток в отсутствии внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ.

Основой данной методики является предложение использовать экспериментальный образец в качестве спектрометра ЭПР. Для реализации этой цели экспериментальный образец приготавливается в форме сандвич-nanoструктуры со встроенными микрорезонаторами, которая состоит из сверхузкой полупроводниковой квантовой ямы p -типа проводимости, ограниченной сверхпроводящими δ -барьерами, на поверхности монокристаллического полупроводника n -типа.

Гигагерцевое излучение, возникающее в условиях приложения напряжения к сандвич-nanoструктуре вследствие джозефсоновской генерации из сверхпроводящих δ -барьеров, контролировалось с помощью измерений ступенек Фиске и Шапиро, которые стали возможными вследствие наличия микрорезонаторов, встроенных в плоскость сандвич-nanoструктуры, размеры которых соответствовали частотам генерации.

Разработанная методика ЭДЭПР позволила обнаружить спектры ЭПР точечных центров внутри сверхузкой кремниевой квантовой ямы p -типа проводимости, ограниченной сверхпроводящими сильно легированными бором δ -барьерами на поверхности $n\text{-Si}$ (100). Причем впервые данные спектры ЭПР наблюдались при температуре $T = 77\text{ K}$ вследствие возрастания времени спин-решеточной релаксации дырок в условиях понижения размерности исследуемой системы. Были зарегистрированы ЭДЭПР спектры центров фосфора, железа, кислород и водород - содержащих термодоноров, а также - тригонального центра эрбия.

Механизм ЭДЭПР основан на изменении магнетосопротивления, которое возникает вследствие режима слабой локализации в краевых каналах

в полупроводниковой квантовой яме. В частности, положительный отклик магнетосопротивления является результатом резкого уменьшения, τ_s , в условиях магнитного резонанса, $\tau_\phi > \tau_s > \tau_m$, тогда как вне резонанса – $\tau_s > \tau_\phi > \tau_m$; где τ_m – время релаксации момента, τ_ϕ – время фазовой релаксации, τ_s – время спин-решеточной релаксации.

Посредством регистрации полевых зависимостей магнетосопротивления были обнаружены спектры ЭПР N-V-дефекта и V_{Si} в сверхузкой квантовой яме *p*-типа проводимости, ограниченной сильнолегированными бором δ -барьерами, на поверхности кристалла 6H-SiC *n*-типа, которые формируются непосредственно в процессе получения планарной структуры в условиях инжекции кремниевых вакансий на границе раздела $SiO_2/6H-SiC$ без последующего радиационного облучения. Данные измерения ЭДЭПР были подтверждены с помощью высокочувствительного спектрометра ЭПР (X-band), несмотря на малое число регистрируемых спинов ($\geq 10^{10}$) в исследуемой сверхузкой квантовой яме, ограниченной δ -барьерами.

Глава 5. Электрическое детектирование циклотронного резонанса дырок в кремниевых сандвич-nanoструктурах

Электрическое детектирование циклотронного резонанса (ЭДЦР) впервые проводится в полупроводниковых nanoструктурах в отсутствие внешнего резонатора, а также – источника и приемника СВЧ излучения. В качестве объекта исследования используется сверхузкая кремниевая квантовая яма (СККЯ) *p*-типа проводимости на поверхности *n*-Si (100), ограниченная сильнолегированными бором сверхпроводящими δ-барьерами, которые обеспечивают СВЧ-генерацию в рамках нестационарного эффекта Джозефсона. Регистрация ЭДЦР осуществляется при наличии микрорезонатора, встроенного в плоскость СККЯ, путем измерения продольного магнетосопротивления в условиях стабилизации тока исток-сток. Спектры ЭДЦР и их угловые зависимости, измеренные в слабом магнитном поле, идентифицируют малые значения эффективной массы легкой и тяжелой дырок в различных двумерных подзонах благодаря наличию краевых каналов с высокой подвижностью носителей.

5.1. Циклотронный резонанс в кремниевых сандвич- nanoструктурах.

В последние годы одним из направлений развития кремниевой наноэлектроники является получение и исследование самоупорядоченных квантовых ям, нитей и точек с целью создания одноэлектронных транзисторов и ячеек памяти, демонстрирующих эффекты транспорта одиночных носителей при комнатной температуре [Meirav, 1990; Баграев, 2005]. Различные версии этих nanoструктур могут найти применение в приборах спинtronики, которые основаны не на переносе электронов и дырок, а на пространственном изменении проекций их спинов [Buttiker, 1988, 2009; Hasan, 2010; Datta, 1990; Bagraev, 2008a; Баграев, 2010]. Причем особое

внимание уделяется экспериментальной реализации так называемых гибридных систем или сандвич-nanoструктур, представляющих собой кремниевые nanoструктуры в сверхпроводящих оболочках [Bagraev, 2006, 2008a; Баграев 2009a, 2009b]. Характеристики этих наносандвичей отражают взаимосвязанность процессов размерного квантования в полупроводниковых nanoструктурах и квантования сверхтока в наноразмерных джозефсоновских переходах [Баграев 2009b, Klapwijk, 2004; Xiang, 2006].

Важным преимуществом кремниевых сандвич-nanoструктур является использование для их получения планарной технологии, что позволяет изготавливать приборные структуры в рамках холловской геометрии, которая наиболее целесообразна при изучении спинозависимого транспорта носителей в условиях внешнего магнитного поля и управления величиной спин-орбитального взаимодействия с помощью электрических затворов.

Основой одной из таких сандвич-nanoструктур является сверхузкая кремниевая квантовая яма *p*-типа, ограниченная сильно легированными бором δ-барьерами на поверхности кремния (100) *n*-типа проводимости (рис. 18) [Bagraev, 2008a; Баграев 2009a, 2009b]. Исследования циклотронного резонанса (ЦР), проведенные с помощью ЭПР - спектрометра (9.1-9.6 ГГц) при 3.8 К, показали, что вопреки сверхвысокой концентрации бора в δ-барьерах, $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, кремниевые сандвич-nanoструктуры характеризуются большим временем релаксации момента, (транспортное время), $\tau_m > 5 \cdot 10^{-10} \text{ с}$, для тяжелой и легкой дырки [Gehlhoff, 1995a, 1995b]. Более того, угловые зависимости спектров ЦР свидетельствовали о наличии квантовых состояний с крайне низким значением эффективной массы, которые возникают вследствие формирования подзон двумерных легкой и тяжелой дырки в кремниевой квантовой яме. Позднее, энергии этих подзон были определены с помощью туннельной и ИК-Фурье спектроскопии [Баграев, 2009a, 2009b; Bagraev 2010a].

Эти, на первый взгляд парадоксальные результаты, свидетельствующие об отсутствии влияния сверхвысокой концентрации бора на подвижность

дырок в кремниевых сандвич-nanoструктурах получили обоснование после исследований температурных и полевых зависимостей магнитной восприимчивости, электронного парамагнитного резонанса и сканирующей тунNELьной микроскопии [Баграев, 2009a, 2009b]. В частности, было показано, что δ-барьеры состоят из кристаллографически ориентированных цепочек тригональных дипольных центров бора, $B^+ + B^-$, с отрицательной корреляционной энергией, сформированных вследствие реконструкции мелких акцепторов, $2B^0 \rightarrow B^+ + B^-$ [Баграев, 2009a, 2009b; Bagraev, 2010a]. Причем подрешетка дипольных центров определяет строение одноэлектронной зонной схемы δ-барьеров, а именно, энергетическое ограничение более 1.25 эВ в зоне проводимости и валентной зоне кремниевой квантовой ямы (рис. 67, 68). Кроме того, измерения температурных и полевых зависимостей удельного сопротивления, теплоемкости, магнитной восприимчивости, а также тунNELьных ВАХ показали, что δ-барьеры проявляют свойства высокотемпературных сверхпроводников, которые, по-видимому, возникают в результате переноса дырочных биполяронов малого радиуса через дипольные центры бора на границе раздела кремниевая квантовая яма - δ-барьер [Баграев, 2009a]. В последнем случае корреляционная энергетическая щель, $2\Delta = 0.044$ эВ, вблизи валентной зоны сильно легированных бором δ-барьеров становится сверхпроводящей (рис. 67).

Благодаря сверхпроводящим свойствам δ-барьеров, прямые, обратные и продольные вольт-амперные характеристики (ВАХ) кремниевых сандвич-nanoструктур идентифицировали наличие ступеней Фиске, многократных андреевских отражений и участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением, обусловленного генерацией электромагнитного излучения вследствие нестационарного эффекта Джозефсона [Баграев, 2012a]. На основе полученных данных были предложены методики электрического и оптического детектирования магнитных резонансов точечных дефектов в полупроводниковых nanoструктурах путем измерения полевых зависимостей

продольного сопротивления без использования внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ [Bagraev, 2010b]. В этом случае планарные кремниевые сандвич-nanoструктуры выполняются в форме микрорезонаторов, размеры которых должны соответствовать характеристикам джозефсоновской генерации.

Наличие микрорезонаторов, встроенных в плоскость кремниевой квантовой ямы, в сочетании со сверхпроводящими свойствами δ-барьеров являются одной из причин отмеченных выше малого значения эффективной массы и большого времени релаксации момента двумерных дырок, что позволило использовать кремниевые сандвич-nanoструктуры для регистрации эффекта спинового транзистора и квантового спинового эффекта Холла при температуре выше 77К [Bagraev, 2008a; Баграев, 2009a].

В настоящей работе методика электрического детектирования магнитного резонанса на основе измерения магнетосопротивления в кремниевых сандвич-nanoструктурах со встроенными микрорезонаторами используется для регистрации квантового циклотронного резонанса, обусловленного наличием подзон двумерных дырок. Краевые каналы с высокой подвижностью носителей в кремниевой квантовой яме обеспечивают электрическое детектирование ЦР (ЭДЦР) дырок в слабых магнитных полях, что делает возможным определение крайне низких значений их эффективной массы, соответствующих различным двумерным подзонам легкой и тяжелой дырки.

5.2. Электрическое детектирование циклотронного резонанса двумерных дырок в сверхузких кремниевых квантовых ямах

Зависимость продольного сопротивления от магнитного поля, полученная в условиях стабилизации тока исток-сток, $I_{ds} = 10$ нА, выявляет характерные особенности на фоне перехода от отрицательного к положительному магнетосопротивлению (ОМС=>ПМС) (рис. 69). Причем

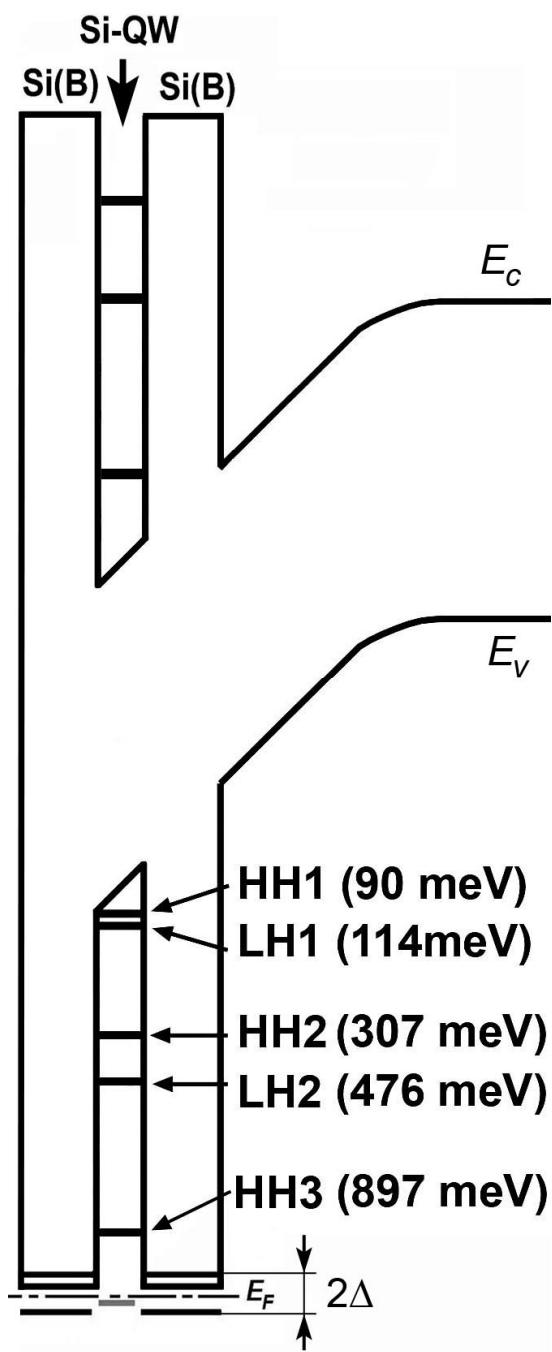


Рис. 67. Зонная схема кремниевой сандвич-nanoструктуры в условиях приложения прямого смещения на $p-n$ переход демонстрирует уровни размерного квантования в квантовой яме p -типа проводимости. Сверхпроводящая щель, формируемая дипольными центрами бора, стабилизирует уровень Ферми вблизи валентной зоны в δ -барьерах.

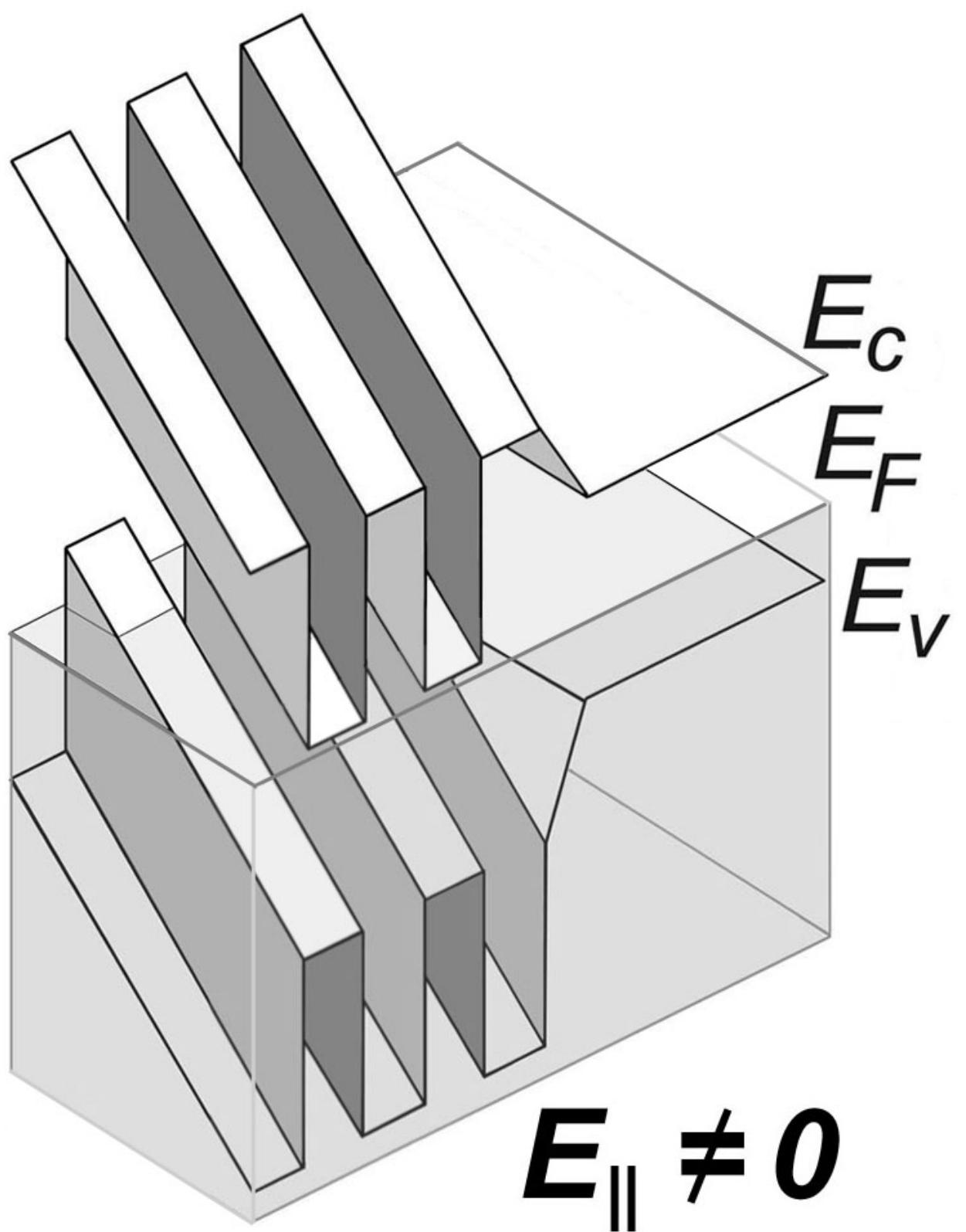


Рис. 68. Зонная схема кремниевой сандвич-nanoструктуры в плоскости квантовой ямы. Плотность двумерных дырок, определяющая позицию уровня Ферми, изменилась вдоль плоскости СККЯ с помощью внешнего стресса на стадии приготовления слоя окисла.

магнитное поле было приложено перпендикулярно плоскости СККЯ, а направление исток-сток строго соответствовало кристаллографической оси [011], что сделало возможным регистрацию магнетосопротивления в условиях вращения магнитного поля в плоскости {110} перпендикулярной плоскости {100} (см. рис. 44). При этом наблюдалось изменение позиций пиков магнетосопротивления, которое сопровождалось уменьшением их величины, по мере изменения ориентации магнитного поля от направления вдоль кристаллографической оси [100] к направлению вдоль [011] (см. Рис. 44). Последнее соответствовало ориентации магнитного поля вдоль плоскости СККЯ.

Полученные угловые зависимости позиций пиков магнетосопротивления свидетельствовали, принимая во внимание наличие градиента плотности двумерных дырок вдоль плоскости СККЯ, об их принадлежности линиям ЦР, возникающим вследствие перехода между пустым и заполненным уровнями Ландау, разделенными уровнем Ферми (рис. 70). Рассчитанные значения эффективной массы, $\hbar eB/m^* = \hbar v$, тяжелых и легких двумерных дырок определяют относительный вклад их различных подзон в электрические, магнитные и оптические свойства кремниевых сандвич-nanoструктур (рис. 70).

Кроме того, были обнаружены пики магнетосопротивления, соответствующие линиям ЦР легкой и тяжелой дырок в условиях полностью заполненной СККЯ (рис. 71а и б). Причем полученные значения их эффективной массы (см. рис. 70) хорошо согласуются с данными исследований классического ЦР в объеме монокристаллического кремния [Dresselhaus, 1955; Бобровников, 1988].

Следует отметить, что ширина линий ЭДЦР хотя и увеличивается с заполнением СККЯ, но даже при максимальных значениях остается много меньше, чем при регистрации ЦР в исследуемом кремниевом наносандвиче с помощью ЭПР - спектрометра (9.1-9.6 ГГц). Так как ширина линий циклотронного резонанса определяется временем релаксации момента,

$\Delta B \approx m^*/e\tau_m$, то разница в значениях τ_m , полученных при 77К в процессе регистрации ЭДЦР, $2.5 \cdot 10^{-10}$ с, и классического ЦР, 10^{-12} с [Gehlhoff, 1995a, 1995b], указывает на возможность участия краевых каналов с высокой подвижностью носителей в механизме ЭДЦР. Если принять во внимание амплитуду пиков магнетосопротивления, то ЭДЦР, по-видимому, реализуется вследствие режима слабой локализации при полном заполнении уровня Ландау, ближайшего к уровню Ферми, при наличии микрорезонаторов, встроенных в плоскость кремниевого сандвич-наноструктуры (рис. 72а и б).

В этом случае уменьшение подвижности в краевых каналах при значениях магнитного поля, соответствующих условиям ЦР, может следовать известной зависимости [Datta, 1995]

$$\delta\sigma \approx -\frac{e^2}{\pi^2\hbar} \ln \frac{L_\varphi}{L_m}, \quad (5.1)$$

где L_φ – длина фазовой релаксации, L_m – длина релаксации момента (длина свободного пробега). Таким образом, пики ЭДЦР возникают вследствие отрицательного магнетосопротивления (ОМС) из-за нарушения режима слабой локализации при отклонении магнитного поля от резонансного значения. При этом форма пиков ЭДЦР может быть проанализирована в рамках соотношения [Datta, 1995]

$$\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} = \frac{S}{l_B^2}, \quad (5.2)$$

где l_B – магнитная длина, $l_B = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$, Φ_0 – квант магнитного потока, Φ – поток магнитного поля через контур площадью $S = \pi R^2$, $R \approx \frac{v_F}{k_F}$, $k_F = \sqrt{2\pi p_{2D}}$ – фермиевская скорость, $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ – циклотронная частота.

Принимая во внимание значения τ_m , которые определяются из

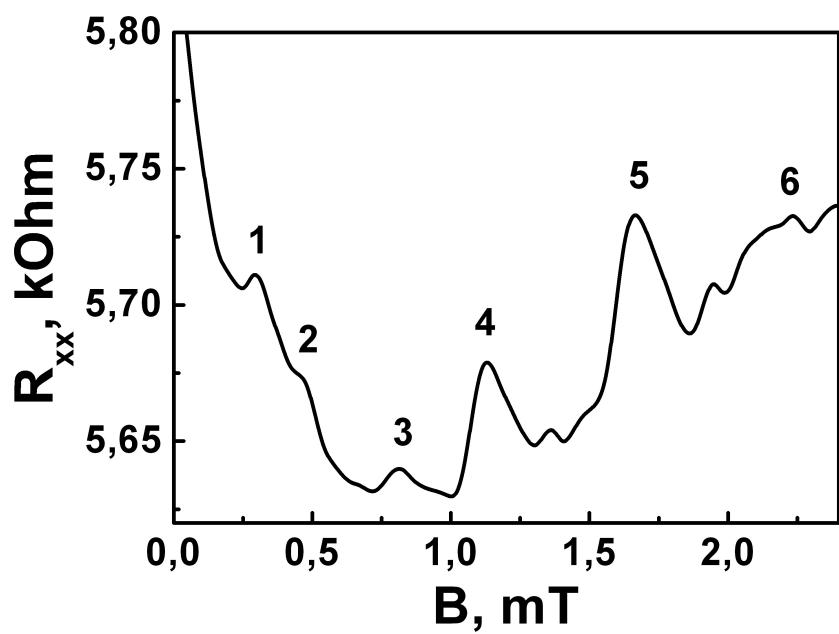


Рис. 69. Спектр линий электрически детектируемого квантового циклотронного резонанса (ЭДЦР) в кремниевой сандвич-nanoструктуре. $B \parallel [100]$. $T = 77 K$.

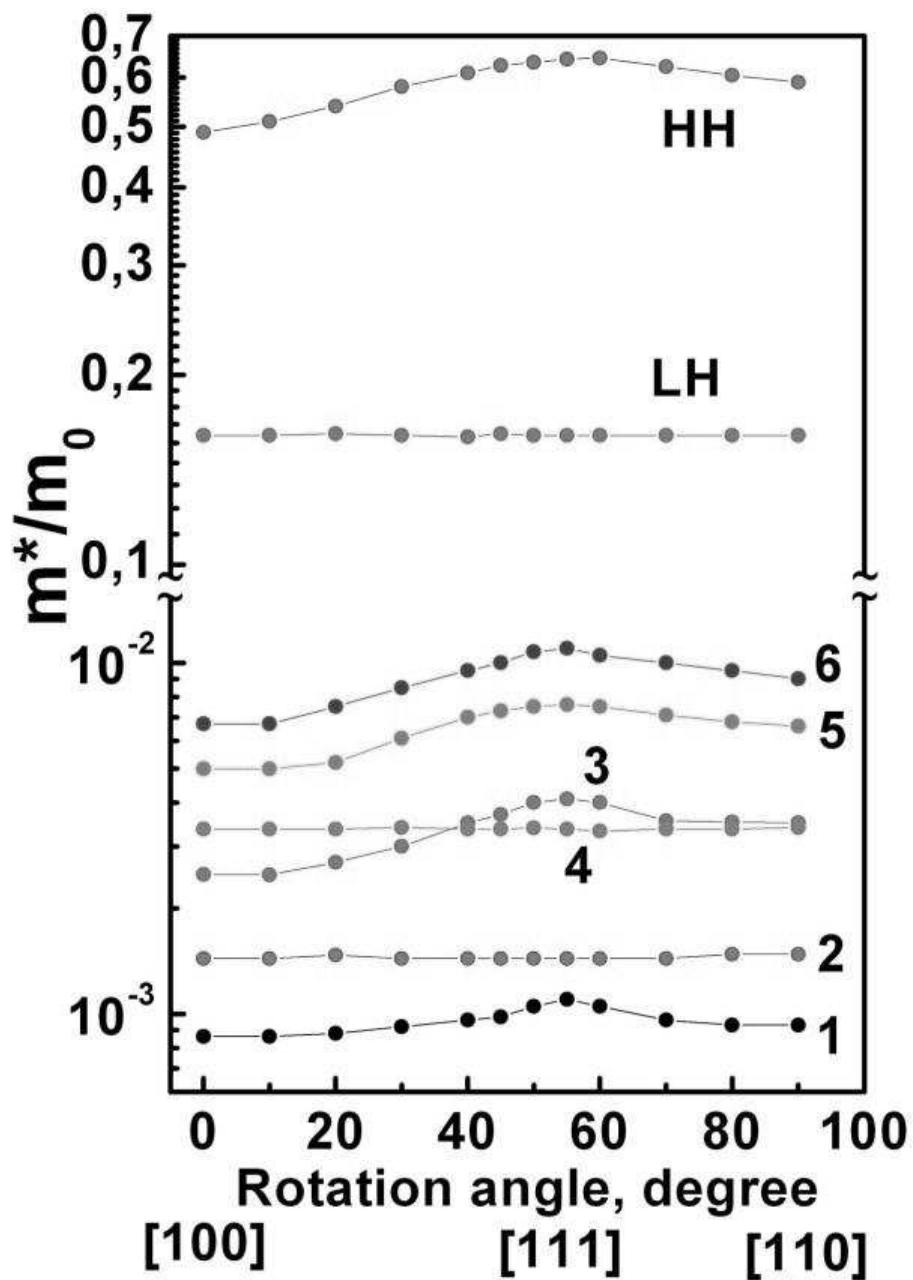


Рис. 70. Угловые зависимости эффективных масс дырок в кремниевой сандвич-nanoструктуре, определенные из позиций линий ЭДЦР с помощью измерений магнетосопротивления в условиях вращения магнитного поля в плоскости {110} перпендикулярной плоскости {100} (см. рис. 44). Номера кривых 1 – 6 соответствуют нумерации линий ЭДЦР на рис. 69. LH и HH относятся к угловым зависимостям ЭДЦР, соответствующих легкой и тяжелой дыркам в полностью заполненной СККЯ.

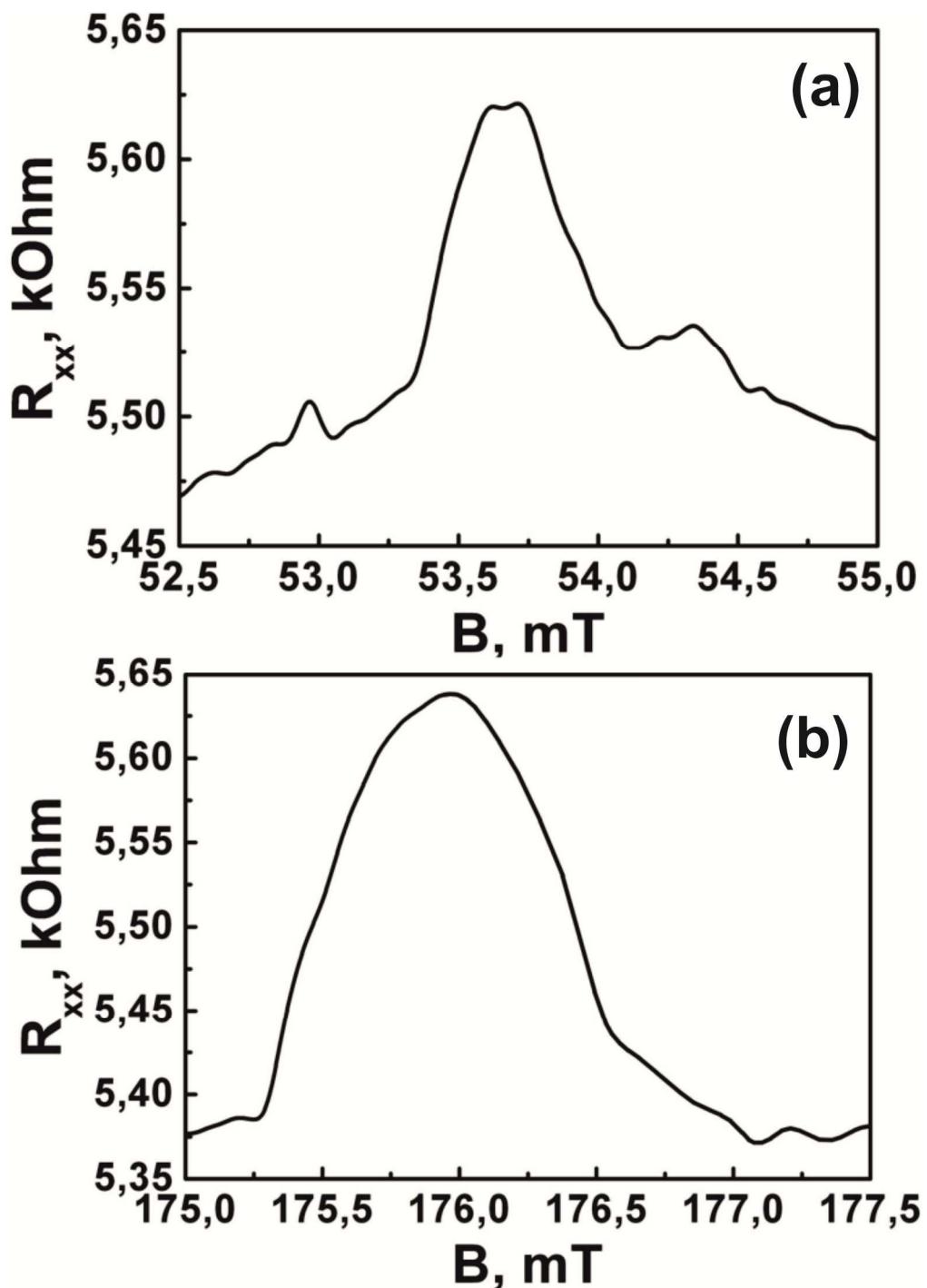


Рис.71. Линия ЭДЦР легких (а) и тяжелых (б) дырок в полностью заполненной СККЯ кремниевой сандвич-наноструктуры $B \parallel [100]$. $T = 77 K$.

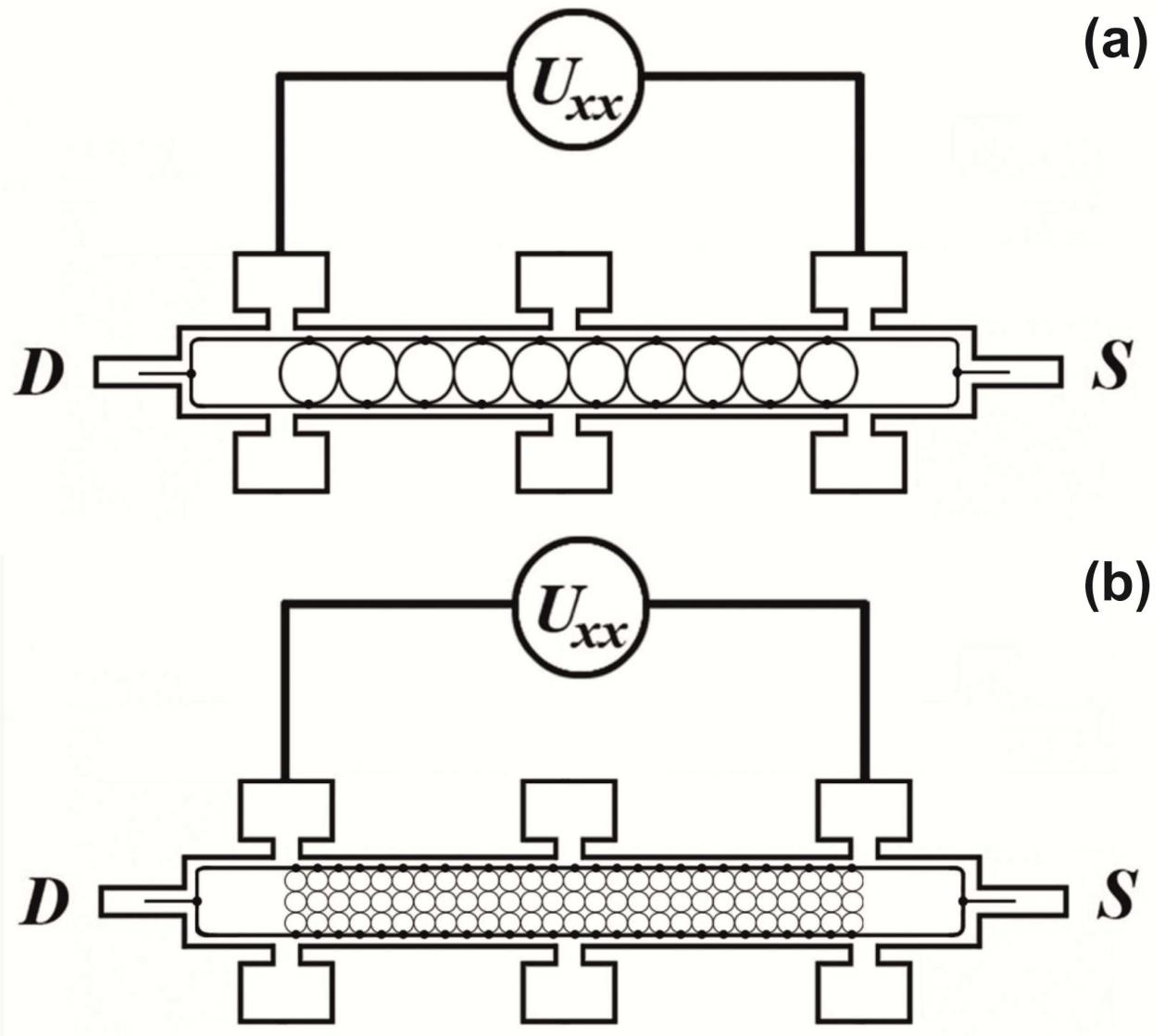


Рис. 72. Представление циклотронных орбит в условиях полностью заполненного уровня Ландау, ближайшего к уровню Ферми. (а) соответствует стабилизации уровня Ферми вблизи HH1, (б) – вблизи LH2.

полуширины пиков магнетосопротивления, идентифицирующих ЭДЦР тяжелых и легких дырок, и, используя соотношения (1) и (2), можно оценить величину их плотности при заполнении соответствующей двумерной подзоны, а также - длины релаксации момента ($L_m = v_F \tau_m$) и фазовой релаксации: НН1 - $p_{2D} = 4.3 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, $L_m = 1.8 \text{ мм}$, $L_\varphi = 2.2 \text{ мм}$; LH1 - $p_{2D} = 5.1 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, $L_m = 1.3 \text{ мм}$, $L_\varphi = 1.6 \text{ мм}$; НН2 - $p_{2D} = 5.6 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, $L_m = 0.7 \text{ мм}$, $L_\varphi = 0.8 \text{ мм}$; LH2 - $p_{2D} = 6.6 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, $L_m = 0.6 \text{ мм}$, $L_\varphi = 0.7 \text{ мм}$; НН3 - $p_{2D} = 7.3 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, $L_m = 0.4 \text{ мм}$, $L_\varphi = 0.4 \text{ мм}$; НН4 - $p_{2D} = 8.4 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, $L_m = 0.3 \text{ мм}$, $L_\varphi = 0.3 \text{ мм}$.

Полученные значения p_{2D} свидетельствуют о зависимости эффективной массы тяжелых и легких дырок от двумерной плотности, которая хорошо согласуется с соответствующими данными исследований осцилляций Ааронова – Кашера [Bagraev, 2008a]. В свою очередь, значения длины релаксации момента, которые больше длины циклотронной орбиты, а также длины фазовой релаксации, сравнимой с геометрическими размерами исследуемой структуры, обеспечивают условия для проведения эксперимента ЭДЦР.

В заключение, следует отметить, что электрическое детектирование квантового циклотронного резонанса в слабых магнитных полях стало возможным благодаря наличию в кремниевых сандвич-nanoструктурах краевых каналов с высокой подвижностью дырок вследствие их малой эффективной массы.

Выводы.

Показано, что измерение полевых зависимостей продольного магнетосопротивления кремниевых сандвич-nanoструктур, ограниченной сверхпроводящими сильнолегированными бором δ -барьерами на поверхности $n\text{-Si}$ (100), которые измерялись в отсутствии внешнего источника и приёмника СВЧ-излучения, а также – внешнего резонатора, демонстрируют спектры циклотронного резонанса (ЦР), соответствующие различным подуровням двумерных дырок.

Наличие встроенных в плоскость СККЯ микрорезонаторов и джозефсоновской генерации из сверхпроводящих δ -барьеров позволяет проводить электрическое детектирование циклотронного резонанса (ЭДЦР) по измерению магнитосопротивления кремниевых сандвич-nanoструктур. Зарегистрированные спектры ЭДЦР и их угловые зависимости, измеренные в слабом магнитном поле, показывают малые значения эффективной массы легкой и тяжелой дырок в различных двумерных подзонах СККЯ, что указывает на возможность участия краевых каналов с высокой подвижностью носителей в механизме резонансного изменения магнетосопротивления.

Заключение

1. Осцилляции Шубникова - де Гааза (ШдГ) были обнаружены при высоких температурах в слабых магнитных полях с помощью измерений продольного магнетосопротивления сверхузкой кремниевой квантовой ямы (СККЯ) *p*-типа на поверхности кремния (100) *n*-типа, которая ограничена сильнолегированными бором δ-барьерами, проявляющими сверхпроводящие свойства.
2. Показано, что квантование характеристик продольного транспорта двумерных дырок в СККЯ реализуется благодаря их малой эффективной массе и большому времени релаксации момента. Значение плотности двумерных дырок, определенное из частоты осцилляций ШдГ, увеличивается с ростом магнитного поля вследствие разрушения куперовских пар дырок на границе СККЯ - сверхпроводящий барьер. Обнаруженные осцилляции ШдГ демонстрируют наличие спинового расщепления уровней Ландау, величина которого практически не изменяется с увеличением магнитного поля, что указывает на важную роль обменного взаимодействия в его формировании.
3. Показано, что электрическое детектирование ЭПР точечных центров в полупроводниковых квантовых ямах (ЭДЭПР), ограниченных сверхпроводящими δ-барьерами, проводится непосредственно путем регистрации полевых зависимостей магнетосопротивления в условиях стабилизации тока исток-сток в отсутствии внешнего резонатора, источника и приемника СВЧ излучения.
4. Предлагаемый метод ЭДЭПР реализуется при наличии микрорезонаторов, встроенных в плоскость квантовой ямы, и джозефсоновской генерации из ограничивающих ее сверхпроводящих δ-барьеров. С помощью данного метода ЭДЭПР были идентифицированы центры фосфора, кислородные термодоноры NL8, водородсодержащие термодоноры, остаточные центры FeH и Fe⁺, а также тригональные

центры эрбия в СККЯ, ограниченных δ -барьерами сильнолегированными бором.

5. Показано, что механизм ЭДЭПР основан на изменении магнетосопротивления, которое возникает вследствие режима слабой локализации в краевых каналах в полупроводниковой квантовой яме. В частности, положительный отклик магнетосопротивления является результатом резкого уменьшения τ_s в условиях магнитного резонанса, $\tau_\phi > \tau_s > \tau_m$, тогда как вне резонанса – $\tau_s > \tau_\phi > \tau_m$; где τ_m – время релаксации момента, τ_ϕ – время фазовой релаксации, τ_s – время спин-решеточной релаксации.
6. Посредством регистрации полевых зависимостей магнетосопротивления были обнаружены спектры ЭПР N-V–дефекта и V_{Si} в сверхузкой квантовой яме p -типа проводимости, ограниченной сильнолегированными бором δ -барьерами, на поверхности кристалла 6H-SiC n -типа, которые формируются непосредственно в процессе получения планарной структуры в условиях инжекции кремниевых вакансий на границе раздела $SiO_2/6H-SiC$ без последующего радиационного облучения. Данные измерения ЭДЭПР были подтверждены с помощью высокочувствительного спектрометра ЭПР (X-band), несмотря на малое число регистрируемых спинов ($\geq 10^{10}$) в исследуемой сверхузкой квантовой яме, ограниченной δ -барьерами.
7. Полевые зависимости продольного магнетосопротивления СККЯ p -типа, ограниченной сверхпроводящими сильнолегированными бором δ -барьерами на поверхности n -Si (100), которые измерялись в отсутствии внешнего источника и приёмника СВЧ излучения, а также – внешнего резонатора, демонстрируют спектры циклотронного резонанса (ЦР), соответствующие различным подуровням двумерных дырок.
8. Электрическое детектирование циклотронного резонанса (ЭДЦР) стало возможным благодаря наличию микрорезонаторов, встроенных в плоскость СККЯ, и джозефсоновской генерации из сверхпроводящих δ -

барьеров. Спектры ЭДСР и их угловые зависимости, измеренные в слабом магнитном поле, идентифицируют малые значения эффективной массы легкой и тяжелой дырок в различных двумерных подзонах СКЯ, что указывает на возможность участия краевых каналов с высокой подвижностью носителей в механизме резонансного изменения магнетосопротивления.

Список литературы

1. Alexandrov A., Ranninger J., Bipolaronic superconductivity, *Phys. Rev. B*, v.24, p.1164 (1981).
2. Alexandrov A.S., Mott N.F., Bipolarons, *Rep. Prog. Phys.*, v.57, p.1197 (1994).
3. Altshuler B.L., Aronov A.G., Spivak B.Z., The Aharonov-Bohm effect in disordered conductors, *JETP Letters*, v.33, p.94 (1981).
4. Altshuler B.L., Aronov A.G., in Electron-electron interaction in disordered system, *Amsterdam: North-Holland*, Ed. by Efros L.A., Pollak M., p.11 (1985).
5. Ammerlaan C.A.J., Huy P.T., Characterisation of Hydrogen and Hydrogen-Related Centres in Crystalline Silicon by Magnetic-Resonance Spectroscopy, *Solid State Phenom.*, v.85-86, p.353 (2002).
6. Anderson P.W., Model for the electronic structure of amorphous semiconductors, *Phys. Rev. Letters*, v.34, p.953 (1975).
7. Anikin M.M., Lebedev A.A., Syrkin A.L., Suvorov A.V., Investigation of deep levels in SiC by capacitance spectroscopy methods, *Sov.Phys.Semicond.* v.19, p.69 (1985).
8. Awschalom D.D., Loss D., Samarth N., Semiconductor Spintronics and Quantum Computations, *Springer-Verlag Berlin*, 2002. 315p.
9. Bagraev N.T., Mashkov V.A., Tunneling negative-U centers and photo-induced reactions in solids, *Solid State Communications*, v.51, p.515 (1984).
10. Bagraev N.T., Mashkov V.A., A mechanism for two-electron capture at deep level defects in semiconductors, *Solid State Communications*, v.65, p.1111 (1988).
11. Bagraev N.T., Zn-Related Center in Silicon: Negative-U Properties, *J. de Physique (France) I*, v.2, p.1907 (1992).

12. Bagraev N.T., Klyachkin L.E., Sukhanov V.L., Low temperature impurity diffusion in SiC: Planar quantum-size *p-n* junctions and *n-p-n* transistor structures, *Solid State Electronics*, v.36, p.1741 (1993).
13. Bagraev N.T., Gehlhoff W., Klyachkin L.E., Cyclotron Resonance in Heavily Doped Silicon Quantum Wells, *Solid St. Phenomena*, v.47-48, p.589 (1995).
14. Bagraev N.T., Gehlhoff W., Klyachkin L.E., Naeser A., Rykov S.A., Quantum-Well Boron and Phosphorus Diffusion Profiles in Silicon, *Def. Dif. Forum*, v.143, p.1003 (1997).
15. Bagraev N.T., Bouravlev A.D., Gehlhoff W., Klyachkin L.E., Malyarenko A.M., Mezdrogina M.M., Naeser A., Romanov V.V., Rykov S.A., Optical and magnetic properties for erbium-related centres in self-assembly silicon nanostructures, *Physica B*, v.273-274, p.967 (1999).
16. Bagraev N.T., Ivanov V.K., Klyachkin L.E., Malyarenko A.M., Rykov S.A., Shelykh I.A., Phase response of quantum staircase in modulated quantum wires, *Proc. SPIE*, v.4064, p.119 (2000).
17. Bagraev N., Bouravlev A., Gehlhoff W., Klyachkin L., Malyarenko A., Rykov S., Self-assembled impurity superlattices and microcavities in silicon, *Def. Dif. Forum*, v.194, p.673 (2001).
18. Bagraev N.T., Bouravlev A.D., Gehlhoff W., Ivanov V.K., Klyachkin L.E., Malyarenko A.M., Rykov S.A., Shelykh I.A., Spin-dependent single-hole tunneling in self-assembled silicon quantum rings, *Physica E*, v.12, p.762 (2002a).
19. Bagraev N.T., Bouravlev A.D., Gehlhoff W., Klyachkin L.E., Malyarenko A.M., Shelykh I.A., Phase response of spin-dependent single-hole tunneling in silicon one-dimensional rings, Proc. of the 26th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS-26), Edinburgh, U.K., Physics of Semiconductors 2002, ed. by A.R. Long and J.H. Davies, Inst. of Physics, Conference series, No171, Q4.4 (2002b).
20. Bagraev N.T., Bouravlev A.D., Gehlhoff W., Klyachkin L.E., Malyarenko A.M., Mezdrogina M.M., Romanov V.V., Skvortsov A.P., Light emission

- from erbium-doped nanostructures embedded in silicon microcavities, *Physica E*, v.13, p.1059 (2002c).
21. Bagraev N.T., Bouravlev A.D., Gehlhoff W., Klyachkin L.E., Malyarenko A.M., Romanov V.V., Erbium-related centers embedded in silicon microcavities, *Physica B*, v.340-342, p.1074 (2003).
 22. Bagraev N.T., Ivanov V.K., Klyachkin L.E., Shelykh I.A., Spin depolarization in quantum wires polarized spontaneously in a zero magnetic field, *Phys. Rev. B*, v.70, p.155315 (2004).
 23. Bagraev N.T., Galkin N.G., Gehlhoff W., Klyachkin L.E., Malyarenko A.M., Shelykh I.A., Spin interference in silicon one-dimensional rings, *J. Phys.:Condens. Matter*, v.18, p.L567 (2006).
 24. Bagraev N.T., Galkin N.G., Gehlhoff W., Klyachkin L.E., Malyarenko A.M., Phase and amplitude response of “0.7 feature” caused by holes in silicon one-dimensional wires and rings, *J. Phys.: Condens. Matter*, v.20, p.164202 (2008a).
 25. Bagraev N.T., Gehlhoff W., Klyachkin L.E., Kudryavtsev A.A., Malyarenko A.M., Oganesyan G.A., Poloskin D.S., Romanov V.V., Spin-dependent transport of holes in silicon quantum wells confined by superconductor barriers, *Physica C*, v.468, p.840 (2008b).
 26. Bagraev N.T., Gehlhoff W., Klyachkin L.E., Malyarenko A.M., Mashkov V.A., Romanov V.V., Shelykh T.N., ODMR of impurity centers embedded in silicon microcavities, *Physica E*, v.40, p.1627 (2008c).
 27. Bagraev N.T., Klyachkin L.E., Kudryavtsev A.A., Malyarenko A.M., Romanov V.V., In *Superconductivity - Theory and Applications*, ed. by A. Luiz (Croatia, SCIYO, 2010a) chap.4, p 69.
 28. Bagraev N.T., Mashkov V.A. , Danilovsky E.Yu., Gehlhoff W., Gets D.S., Klyachkin, L.E., Kudryavtsev A.A., Kuzmin R.V., Malyarenko A.M., Romanov V.V., EDESR and ODMR of Impurity Centers in Nanostructures Inserted in Silicon Microcavities, *Applied Magnetic resonance*, v.39, p.113 (2010b).

29. Ballangovich V.S. and Mokhov E.N., Capacitance spectroscopy of boron-doped silicon-carbide, *Semiconductors* v.29, p.187 (1995).
30. Baranov P.G. and Romanov N.G., ODMR study of recombination processes in ionic crystals and silicon carbide, *Applied Magnetic Resonance*, v.2, p.361 (1991).
31. Baranov P.G., Acceptor Impurities in Silicon Carbide: Electron Paramagnetic Resonance and Optically Detected Magnetic Resonance Studies, *Defect and Diffusion Forum*, v. 148-149, p.129 (1997).
32. Baranov P.G., Bundakova A.P., and Soltamova A. A, Orlinskii S.B., Borovykh I.V., Zondervan R, Verberk R., and Schmidt J,Silicon vacancy in SiC as a promising quantum system for single-defect and single-photon spectroscopy *Physical Review*, v.83, p.125203 (2011a).
33. Baranov P.G., Soltamova A.A, Tolmachev D.O., Romanov N.G., Babunts R.A., Shakhov F.M., Kidalov S.V., Vul' A.Y., Mamin G.V., Orlinskii S.B. and Silkin N.I., Enormously High Concentrations of Fluorescent Nitrogen-Vacancy Centers Fabricated by Sintering of Detonation Nanodiamonds, *Small*, v.7, p.1533 (2011b).
34. Beenakker C.W.J., van Houten H., Josephson current through a superconducting quantum point contact shorter than the coherence length, *Phys. Rev. Letters*, v.66, p.3056 (1991).
35. Bekman H.H.P.Th., Gregorkiewicz T., Ammerlaan C.A.J., Si-NL10: Paramagnetic Acceptor State of the Silicon Thermal Donor, *Phys. Rev. Lett.* v.61, p.227 (1988).
36. Belykh V.N., Pedersen N.F., Soerensen O.H., Shunted-Josephson-junction model. II. The non-autonomous case, *Phys. Rev B*, v.16, p.4860 (1977).
37. Bernevig B.A., Hughes T.L., Shou-Cheng Zhang, Quantum Spin Hall Effect and Topological Phase Transition in HgTe Quantum Wells, *Science*, v.314, p.1757 (2006a).
38. Bernevig B.A., Zhang S.C., Quantum Spin Hall Effect, *Phys. Rev. Letters*, v.96, p.106802 (2006b).

39. Bratus V.Ya., Baran N.P., Bugai A.A., Klimov A.A., Maksimenko V.M., Petrenko T.L. and Romanenko V.V., Electronic structure of boron in silicon carbide, *Defect and Diffusion Forum*, v.103-105, p.645 (1992).
40. Brandt M.S. and Stutzmann M., Spin-dependent conductivity in amorphous hydrogenated silicon, *Phys. Rev. B*, v.43, p.5184 (1991).
41. Buttiker M., Absence of backscattering in the quantum Hall effect in multiprobe conductors, *Phys. Rev. B*, v.38, p.9375 (1988).
42. Buttiker M., Edge-state physics without magnetic fields, *Science*, v.325, p.278 (2009).
43. Cage M. E., Dziuba R. F. and Field B. F., A Test of the Quantum Hall Effect as a Resistance Standard, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, IM-34, 301 (1985).
44. Carey J.D., Barklie R.C. and Donegan J.F., Electron paramagnetic resonance and photoluminescence study of Er-impurity complexes in Si, *Phys. Rev. B*, v.59, p.2773 (1999).
45. Cavenett B.C., Optically detected magnetic resonance (O.D.M.R.) investigations of recombination processes in semiconductors, *Advances in Physics*, v.30, p.475 (1981).
46. Chakraverty B.K., Bipolarons and superconductivity, *J. Physique*, v.42, p.1351 (1981).
47. Choyke W.J., A Review of Radiation Damage in SiC. – In: Radiation Effects in Semiconductors, *Institute of Physics, Conf. Ser.*, v.31, p.58 (1977).
48. Dang Le Si, Lee K. M., Watkins G. D., Choyke W. J. Optical Detection of Magnetic Resonance for an Effective–Mass–like Acceptor in 6H-SiC. – *Phys. Rev. Letters*, 1980, v. 45, p. 390–394.
49. Datta S., Das B., Electronic analog of the electro-optic modulator, *Appl. Phys. Letters*, v.56, p.665 (1990).
50. Datta S., Electronic transport in mesoscopic systems, *Cambridge, University Press*, 1995. 390p.
51. Davies G. and Hamer M.F., Optical Studies of the 1.945 eV Vibronic Band in Diamond, *Proc. R. Soc. London Ser. A*, v.348, p.285 (1976).

52. de Haas W.J., van Alphen P.M., Note on the dependence of the susceptibility of diamagnetic metals on the field, *Leiden Commun.*, v.208d, p.31 (1931).
53. de Jong M.J.M., Beenakker C.W.J., Andreev Reflection in Ferromagnet-Superconductor Junctions, *Phys. Rev. Letters*, v.74, p.1657 (1995).
54. de Souza Silva C.C., Van de Vondel J., Morelle M., Moshchalkov V.V., Controlled multiple reversals of a ratchet effect, *Nature*, v.440, p.651 (2006).
55. Dean P. J., Bimberg D., Choyke W.J., The nature of Persistent Radiative Centers in Radiation-Damaged 6H Silicon Carbide. – In: Radiation Effects in Semiconductors, *Institute of Physics, Conf. Ser.*, v.46, p.447 (1979).
56. Dersch H. and Schweitzer L., Spin-dependent hole diffusion in a-Si: H, *Philos. Mag. B*, v.50, p.397 (1984).
57. Dersch H., Schweitzer L., and Stuke J., Recombination processes in a-Si:H: Spin-dependent photoconductivity, *Phys. Rev. B*, v.28, p.4678 (1983).
58. Dobers M., von Klitzing K., and Weimann G., ESR in the two-dimensional electron gas of GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures, *Phys. Rev. B*, v.38, p.5453 (1988a).
59. Dobers M., v. Klitzing K., Schneider J., Weimann G., Ploog K., Electrical Detection of Nuclear Magnetic Resonance in GaAs-Al_xGa_{1-x}As Heterostructures, *Phys. Rev. Letters*, v.61, p.1650 (1988b).
60. Dresselhaus G., Kip A.F., and Kittel C., Observation of Cyclotron Resonance in Germanium Crystals, *Phys. Rev.*, v.92, p.827 (1953).
61. Dresselhaus G., Kip A.F., Kittel C., Cyclotron resonance of electrons and holes in silicon and germanium crystals, *Phys. Rev.*, v.98, p.368 (1955).
62. Etienne B., Electron conduction and quantum phenomena in 2D heterostructures, *Advances in Quantum Phenomena ed. by E.G. Beltrametti and J.M. Levy-Lebbond*, v.347, p.159 (1995).
63. Fiske M.D., Temperature and magnetic field dependences of Josephson tunnelling current, *Rev. Mod. Phys.*, v.36, p.221 (1964).
64. Fowler A.B., Fang F.F., Howard W.E., Stiles P.J., Magneto-Oscillatory Conductance in Silicon Surfaces, *Phys. Rev. Letters*, v.16, p.901 (1966).

65. Frank W., Gösele U., Mehrer H., Seeger A., Diffusion in silicon and germanium, *Diff. in Crystlline Solids*, Academic Press Inc., p.63 (1984).
66. Gabrielyan V.T., Kaminskii A. A. and Li L., Absorption and luminescence spectra and energy levels of Nd³⁺ and Er³⁺ ions in LiNbO₃ crystals, *Phys. Stat. Sol. A*, v.3, p.K37 (1970).
67. Gehlhoff W., Bagraev N.T., Klyachkin L.E., Cyclotron resonance in heavily doped silicon quantum wells, *Sol.St.Phenomena*, v.47-48, p.589 (1995a).
68. Gehlhoff W., Bagraev N.T., Klyachkin L.E., Shallow and deep centers in heavily doped silicon quantum wells, *Mater. Sci. Forum*, v.196-201, p.467 (1995b).
69. Gehlhoff W., Irmscher K., Bagraev N.T., Klyachkin L.E., Malyarenko A.M., Shallow Level Centres in Semiconductors, ed. by C.A.J. Ammerlaan, B. Pajot (World Scientific, Singapore, 1997), p. 227.
70. Geim A.K., Main P.C., Brown C.V., Taborski R., Carmona H., Foster T.J., Lindelof P.E., Eaves L., Resonant tunnelling between edge states in mesoscopic wires, *Surface Science*, v.305, p.624 (1994).
71. Geim A.K., Grigorieva I.V., Dubonos S.V., Lok J.G.S., Maan J.C., Filippov A.E., Peeters F.M., Deo P.S., Mesoscopic superconductors as ‘artificial atoms’ made from Cooper pairs, *Physica B*, v.249-251, p.445 (1998).
72. Geim A.K., Novoselov K. S., The rise of graphene, *Nature Materials*, v.6, p.183 (2007).
73. Goesele U., Tan T.Y., Point defects and diffusion in silicon and gallium arsenide, *Def. Dif. Forum*, v.59, p.1 (1988).
74. Gorelkinskii Yu.V., Nevinnyi N.N., Electron paramagnetic resonance of hydrogen in silicon, *Physica B*, v.170, p.155 (1991).
75. Graham A.C., Sawkey D.L., Pepper M., Simmons M.Y., Ritchie D.A., Energy-level pinning and the 0.7 spin state in one dimension: GaAs quantum wires studied using finite-bias spectroscopy, *Phys. Rev. B*, v.75, p.035331 (2007).

76. Hasan M.Z. and Kane C.L., Colloquium: Topological insulators, *Rev. Mod. Phys.*, v.82, p.3045 (2010).
77. Heersche H.B., Jarillo-Herrero P., Oostinga J.B., Vandersypen L.M.K., Morpurgo A.F., Bipolar supercurrent in graphene, *Nature*, v.446, p.56 (2007).
78. Hikami S., Larkin A.I., Nagaoka Y., Spin-orbit interection and magnetoresistance in the two-dimensional random system, *Prog. Theor. Phys.*, v.63, p.707 (1980).
79. Honig A., Neutral-Impurity Scattering and Impurity Zeeman Spectroscopy in Semiconductors Using Highly Spin-Polarized Carriers, *Phys. Rev. Letters*, v.17, p.186 (1966).
80. Honig A. and Moroz M., Precision absolute measurements of strong and highly inhomogeneous magnetic fields, *Rev. Sci. Instrum.*, v.49, p.183 (1978).
81. Il'in V.A., Ballandovich V.A., EPR and DLTS of point defects in silicon carbide crystals, *Defect and Diffusion Forum*, v.103-105, p.633 (1992).
82. Ikeda M., Matsunami H. and Tanaka T., Site effect on the impurity levels in 4H, 6H, and 15R SiC, *Phys. Rev. B*, v.22, p.2842 (1980).
83. Jarillo-Herrero P., van Dam J.A., Kouwenhoven L.P., Quantum supercurrent transistors in carbon nanotubes, *Nature*, v.439, p.953 (2006).
84. Xiang Jie, Vidan A., Tinkham M., Westervelt R.M., Lieber Ch., Ge-Si nanowire mesoscopic Josephson Junctions, *Nature-nanotechnology*, v.1, p.208 (2006).
85. Josephson B.D., Coupled superconductors, *Rev. Mod. Phys.*, v.36, p.216 (1964).
86. Kadowaki K., Yamaguchi H., Kawamata K., Yamamoto T., Minami H., Kakeya I., Welp U., Ozyuzer L., Koshelev A.E., Kurter C., Gray K.E., Kwok W.K., Direct observations of tetrahertz electromagnetic waves emitted from intrinsic Josephson junctions in single crystalline $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, *Physica C*, v.468, p.634 (2008).

87. Kalabukhova E.N., Lukin S.N., Mokhov E.N., Shanina B.D., EPR of the antisite defect in epitaxial layers of 4H-SiC, *Defect and Diffusion Forum*, v.103-105, p.655 (1992).
88. Kalabukhova E.N., Savchenko D.V., Shanina B.D., Bagraev N.T., Klyachkin L.E., Malyarenko A.M., EPR study of the nitrogen containing defect center created in self-assembled 6H SiC nanostructures, *Mater. Sci. Forum*, v.740-742, p.389 (2013).
89. Kaplan P., Solomon I., and Mott N. E., Explanation of the large spin-dependent recombination effect in semiconductors, *J. de Phys. Letters*, v.39, p.L51 (1978).
90. Kastner M., Adler D., Fritzsche H., Valence-alternation model for localized gap states in lone-pair semiconductors, *Phys. Rev. Letters*, v.37, p.1504 (1976).
91. Kent A.D., Quantum physics: New spin on the Hall-effect, *Nature*, v.442, p.143 (2006).
92. Khitrova G., Gibbs H.M., Kira M., Koch S.W. and Sherer A., Vacuum Rabi splitting in semiconductors, *Nature physics*, v.2, p.81 (2006).
93. Kishimoto N., Morigaki K., and Murakami K., Conductivity Change Due to Electron Spin Resonance in Amorphous Si-Au System, *J. Phys. Soc. Jpn.*, v.50, p.19701977 (1981).
94. Klapwijk T.M., Proximity effect from an Andreev perspective, *Journal of Superconductivity Incorporating Novel Magnetism*, v.17, p.593 (2004).
95. Kotthaus J.P., Ranvaud R., Cyclotron resonance of holes in surface space charge layers on Si, *Phys. Rev B*, v.15, p.5758 (1977).
96. Kubo R., Tomita K., A General Theory of Magnetic Resonance Absorption, *J. Phys. Soc. Jpn.*, v.9, p.888 (1954a).
97. Kubo R., Note on the Stochastic Theory of Resonance Absorption, *J. Phys. Soc. Jpn.* v.9, 935 (1954b).
98. Kuwabara H. and Yamada S., Free-to-bound transition in β -SiC doped with boron, *Phys. Stat. Sol. (a)*, v.30, p.739 (1975).

99. Kveder V.V., Elicitriv-Dipole Spin Resonance on Extended Defects in Silicon, *Solid State Phenomena*, v.32-33, p.279 (1993).
100. Laiho R., Afanasjev M.M., Vlasenko M.P., Vlasenko L.S., Electron exchange interaction in S=1 defects observed by level crossing spin dependent microwave photoconductivity in irradiated silicon, *Phys. Rev. Letters*, v.80, p.1489 (1998).
101. Landwehr G., Gerschütz J., Oehling S., Pfeuffer-Jeschke A., Latussek V., Becker C.R., Quantum transport in *n*-type and *p*-type modulation-doped mercury telluride quantum wells, *Physica E*, v.6, p.713 (2000).
102. Larkins F. P., Stoneham A. M. Electronic Structure of Isolated Single Vacancy Center in Silicon Carbide, *Journal of Physics C.: Solid State Physics*, v.3, p.L112 (1970).
103. Lee K.M., Dang Le Si, Watkins G.D. and Choyke W.J., Optical Detection of Magnetic Resonance for an Effective-Mass-like Acceptor in 6H-SiC, *Phys. Rev. Letters*, v.45, p.390 (1980).
104. Lepine D., Spin-Dependent Recombination on Silicon Surface, *Phys. Rev. B*, v.6, p.436 (1972).
105. Li Bao-xing, Cao Pen-lin, Que Duam-lin, Distorted icosahedral cage structure of Si₆₀ clusters, *Phys. Rev. B*, v.61, p.1685 (2000).
106. Lomakina G.A., Electrical properties of hexagonal SiC with N and B impurities, *Sov.Phys.-Solid State* v.7, p.475 (1965).
107. Marklund S., Electron states associated with partial dislocations in silicon, *Phys. Stat. Sol. B*, v.92, p.83 (1979).
108. Meirav U., Kastner M.A., Wind S.J., Single electron charging and periodic conductance resonances in GaAs nanostructures, *Phys. Rev. Letters*, v.65, p.771 (1990).
109. Mell H., Movaghbar B., and Schweitzer L., Magnetic Field Dependence of the Photoconductivity in Amorphous Silicon, *Phys. Status Solidi B*, v.88, p.531–535 (1978).

110. Miller J.B., Zumbuhl D.M., Marcus C.M., Lyanda-Geller Y.B., Goldhaber-Gordon D., Campman K., and Gossard A.C., Gate-controlled spin-orbit quantum interference effects in lateral transport, *Phys. Rev. Letters*, v.90, p. 076807 (2003).
111. Morigaki K., Recombination mechanisms in amorphous semiconductors deduced from resonance measurements, *J. Non-Cryst. Solids*, v.77, p.583 (1985).
112. Muller R., Feege M., Greulich-Weber S. and Spaeth J.-M., ENDOR investigation of the microscopic structure of the boron acceptor in 6H-SiC, *Semicond. Sci. Technol.*, v.8, p.1377 (1993).
113. Muzaferova M.V., Ilyin I.V., Mokhov E.N., Sankin V.I., Baranov P.G., Identification of the Triplet State N-V Defect in Neutron Irradiated Silicon Carbide by Electron Paramagnetic Resonance, *Materials Science Forum*, v.527-529, p. 555 (2006).
114. Nefyodov Yu.A., Shchepetilnikov A.V., Kukushkin I.V., Dietsche W., and Schmult S., *g*-factor anisotropy in a GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum well probed by electron spin resonance, *Phys. Rev. B*, v.88, p.041307(R) (2011).
115. Ozyuzer L., Koshelev A. E., Kurter C., Gopalsami N., Li Q., Tachiki M., Kadowaki K., Tamamoto T., Minami H., Yamaguchi H., Tachiki T., Gray K. E., Kwok W. K., Welp U., Emission of coherent THz radiation from superconductors, *Science*, v.318, p.1291 (2007).
116. Peierls R., Zur Theorie des Diamagnetismus von Leitungselektronen, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, v.80, p.763 (1933a).
117. Peierls R., Zur Theorie des Diamagnetismus von Leitungselektronen. II Starke Magnetfelder, *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, v.81, p.186 (1933b).
118. Pensl G. and Helbig R., Silicon carbide (SiC)—Recent results in physics and in technology, Festkoerperprobleme: *Advances in Solid State Physics* (ed. by U.Roessler), v.30, p.133 (1990).

119. Petrenko T.L., Teslenko V.V., Mochov E.N., Models of impurity boron in various SiC polytypes, *Defect and Diffusion Forum*, v.103-105, p.667 (1992a).
120. Petrenko T.L., Teslenko V.V. and Mokhov E.N., Electron nuclear double resonance and electron structure of boron impurity centers in 6H-SiC, *Sov.Phys.- Semicond.* v.26, p.874 (1992b).
121. Pikus G.E., Knap W., Skierbiszewski C., Zdunak A., Litwin-Staszewska E., Bertho D., Kobbi F., Robert J.L., Pikus F.G., Iordanskii S.V., Mosser V., Zekentes K., Lyanda-Geller Yu.B., Weak antilocalization and spin precession in quantum wells, *Proc. of the 23rd International conf. on Physics of semiconductors (22-27 July 1996, Berlin, Germany). Ed. by M. Scheffler and R. Zimmermann. World Scientific, Singapore*, v.3, p.2435 (1996).
122. Poindexter E.H., Caplan P.H., Deal B.E., Gerardy G.J., The physics and chemistry of SiO₂ and Si-SiO₂ interfaces, *Plenum New York*, p.299 (1988).
123. Robertson J., Electronic structure of amorphous semiconductors, *Advances in Physics*, v.32, p.361 (1983).
124. Rosenau Da Costa M., Shelykh I.A., Bagraev N.T., Fractional quantization of ballistic conductance in one-dimensional hole systems, *Phys. Rev. B*, v.76, p.201302R (2007).
125. Roth A., Brune C., Buhmann H., Molenkamp L.W., Maciejko J., Xiao-Liang Qi, Shou-Cheng Zhang, Nonlocal Transport in the Quantum Spin Hall State, *Science*, v.325, p.294 (2009).
126. Schmidt J. and Solomon I., Modulation De La photoconductivite dans le magnetique electronique des impuretes peu profondes, *Compt. Rend. Acad.*, v.263, p.169 (1966).
127. Schubnikow L., de Haas W.J., Magnetische Widerstandsvergrosserung in Einkristallen von Wismut bei tiefen Temperaturen, *Leiden Commun.*, v.207a, p.3 (1930).

128. Shanina B.D., Kalabukhova E.N., Lukin S.N., Mokhov E.N., New ideas concerning the nitrogen donors states in noncubic SiC basing on the high-resolution EPR data, *Defect and Diffusion Forum*, v.103-105, p.619 (1992a).
129. Shanina B.D., Kalabukhova E.N., Lukin S.N., Mokhov E.N., Definition of the off-center positions coordinates of boron in 6H-SiC from high-resolution EPR spectra, *Defect and Diffusion Forum*, v.103-105, p.627 (1992b).
130. Shelykh I. A., Bagraev N. T., Galkin N. G., and Klyachkin L. E., Interplay of h/e and $h/2e$ oscillations in gate-controlled Aharonov-Bohm rings, *Phys. Rev. B*, v.71, p.113311 (2005a).
131. Shelykh I. A., Galkin N. G., and Bagraev N. T., Quantum splitter controlled by Rashba spin-orbit coupling, *Phys. Rev. B*, v.72, p.235316 (2005b).
132. Shelykh I.A., Kulov M.A., Galkin N.G., Bagraev N.T., Spin-dependent transport caused by the local magnetic moments inserted in the Aharonov-Bohm rings, *J. Phys. Condens. Matter*, v.19, p.246207 (2007).
133. Shoenberg D., The Magnetic Properties of Bismuth. III. Further Measurements on the de Haas - Van Alphen Effect, *Proc. R. Soc. Lond. A*, v.170, p.341, (1939).
134. Shockley W., Cyclotron Resonances, Magnetoresistance, and Brillouin Zones in Semiconductors, *Phys. Rev.*, v.90, p.491 (1953).
135. Scholle A., Greulich-Weber S., Rauls E., Schmidt W.G., Gerstmann U., Fine Structure of Triplet Centers in Room Temperature Irradiated 6H-SiC, *Mat. Sci. Forum*, v.645-648, p.403 (2010).
136. Spaeth J.M. and Watkins G.D. Optical detection of magnetic resonance in “Hyperfine Interaction of Defects in Semiconductors”, ed. by G.Langouche, Elsevier, 1992, p.468.
137. Šimánek E., Superconductivity at disordered interfaces, *Solid State Commun.*, v.32, p.731 (1979).
138. Slaoui A., Fogarassay E., Muller J.C., Siffert P., Study of some optical and electrical properties of heavily doped silicon layers, *J. de Physique Colloques*, v.44, p.C5 (1983).

139. Soltamov V.A., Soltamova A.A, Baranov P.G., and Proskuryakov I.I, Room Temperature Coherent Spin Alignment of Silicon Vacancies in 4H- and 6H-SiC, *Phys. Rev. Letters*, v.108, p.226402 (2012).
140. Steeds J. W., Charles S., Davis T. J., Gilmore A., Hayes J., Pickford D., and Pickford J. E., Creation and mobility of self-interstitials in diamond by use of a transmission electron microscope and their subsequent study by photoluminescence microscopy, *Diamond Relat. Mater.*, v.8, p.94 (1999).
141. Street R.A., Biegelsen D.K., and Zesch J., Spin-dependent recombination at dangling bonds in a-Si:H, *Phys. Rev. B*, v.25, p.4334 (1982a).
142. Street R.A., Recombination in a-Si: H: Spin-dependent effects, *Phys. Rev. B*, v.26, p.3588 (1982b).
143. Studenikin S.A., Coleridge P.T., Ahmed N., Poole P. ., and Sachrajda A., Experimental study of weak antilocalization effects in a high-mobility In_xGa_{1-x}As/InP quantum well, *Phys. Rev. B*, v.68, p.035317 (2003).
144. Sutrop W., Pensl G., Laning P., Boron-related deep centers in 6H-SiC, *Appl. Phys. A*, v.51, p.231 (1990).
145. Takayanagi H., Akazaki T., Nitta J., Observation of maximum supercurrent quantization in a superconducting quantum point-contact, *Phys. Rev. Letters*, v.75, p.3533 (1995).
146. Takayanagi H., Kawakami T., Superconducting proximity effect in the native inversion layer on InAs, *Phys. Rev. Letters*, v.54, p.2449 (1985).
147. Thomas K.J., Nicholls J.T., Simmons M.Y., Pepper M., Mace D.R., Ritchie D.A., Possible spin polarization in a one-dimensional electron gas, *Phys. Rev. Letters*, v.77, p.135 (1996).
148. Thornton T.J., Pepper M., Ahmed H., Andrews D., Davies G.J., One-dimensional conduction in the 2D electron gas of a GaAs-AlGaAs heterojunction, *Phys. Rev. Letters*, v.56, p.1198 (1986).
149. Ting C. S., Talwar D. N., Ngai K. L., Possible mechanism of superconductivity in metal-semiconductor eutectic alloys, *Phys. Rev. Letters*, v.45, p.1213 (1980).

150. Trovarelli O., Weiden M., Müller-Reisener R., Gómez-Berisso M., Gegenwart P., Deppe M., Geibel C., Sereni J. G., Steglich F., Evolution of magnetism and superconductivity in $\text{CeCu}_2(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)_2$, *Phys. Rev. B*, v.56, p.678 (1997).
151. van Kooten J., Sieverts E. G., and Ammerlaan C. A. J., Electron-nuclear double resonance of interstitial positively charged iron in silicon, *Phys. Rev. B* v.37, p.8949 (1988).
152. van Wees B.J., van Houten H., Beenakker C.W.J., Williamson J.G., Kouwenhoven D., van der Marel, Foxon C.T., Quantized conductance of point contact in two dimensional electron gas, *Phys. Rev. Letters*, v.60, p.848 (1988).
153. Vlasenko L.S., Martynov Yu.V., Gregorkiewicz T., and Ammerlaan C.A.J., Electron paramagnetic resonance versus spin-dependent recombination: Excited triplet states of structural defects in irradiated silicon, *Phys. Rev. B*, v.52, p.1144 (1995).
154. Vlasenko L.S., Photoelectrically Detected Magnetic Resonance Spectroscopy of the Excited Triplet States of Point Defects in Silicon, *ΦTT*, t.41, ctp.774, (1999).
155. Vodolazov D.Y., Golubovic D.S., Peeters F.M., Moshchalkov V.V., Enhancement and decrease of critical current due to suppression of superconductivity by a magnetic field, *Phys. Rev. B*, v.76, p.134505 (2007).
156. von Klitzing K., Dorda G., Pepper M., New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance, *Phys. Rev. Letters*, v.45, p.494 (1980).
157. Watkins G.D., Negative-U properties for defects in solids, *Festkoerperprobleme*, v.24, p.163 (1984).
158. Werthamer N.R., Helfand E., Hohenberg P.C., Temperature and purity dependence of the superconducting critical field, H_c2 . III. Electron spin and spin-orbit effects, *Phys. Rev.*, v.147, p.295 (1966).

159. Wharam D.A., Thornton T.J., Newbury R., Pepper M., Ahmed H., Frost J.E.F., Hasko D.G., Peacock D.C., Ritchie D.A., Jones G.A.C., Quantum conductance of ballistic channels, *J. Phys. Cond. Mat.*, v.21, p.209 (1988).
160. Winkler R., Rashba spin splitting in two-dimensional electron and hole systems, *Phys. Rev. B*, v.62, p.4245 (2000).
161. Winkler R., Noh H., Tutuc E., and Shayegan M., Anomalous Rashba spin splitting in two-dimensional hole systems, *Phys. Rev. B*, v.65, p.155303 (2002).
162. Wosinski T. and Figielksi T., Spin-Dependent Recombination at Dislocations in Silicon, *Phys. Stat. Sol. B*, v.71, K73 (1975).
163. Woodbury H.H. and Ludwig G.W., Electron Spin Resonance Studies in SiC, *Phys. Rev.*, v.124, p.1083 (1961).
164. Zalm P.S., Ultra-shallow doping profiling with SIMS, *Rep. Prog. Phys.*, v.58, p.1321 (1995).
165. Абрагам А., Блини Б., Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, т.1, Изд. “Мир”, Москва, 1972. 651с.
166. Абрагам А., Блини Б., Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, т.2, Изд. “Мир”, Москва, 1973. 349с.
167. Абрикосов А.А., Основы теории металлов, “Наука”, Москва, 1987. 457с..
168. Баграев Н.Т., Машков В.А., Спин-зависимая рекомбинация в полупроводниках, *Известия АН СССР, сер. Физическая*, т.52, стр.471 (1988).
169. Баграев Н.Т., Буравлев А.Д., Клячкин Л.Е., Маляренко А.М., Гельхофф В., Иванов В.К., Шелых И.А., Квантованная проводимость в кремниевых квантовых проволоках, *ФТП*, т.36, стр.462 (2002).
170. Баграев Н.Т., Буравлев А.Д., Клячкин Л.Е., Маляренко А.М., Гельхофф В., Романов Ю.И., Рыков С.А., Локальная тунNELьная спектроскопия кремниевых наноструктур, *ФТП*, т.39, стр.716 (2005).

171. Баграев Н.Т., Клячкин Л.Е., Кудрявцев А.А., Маляренко А.М., Оганесян Г.А., Полоскин Д.С., Квантование сверхтона и андреевское отражение в кремниевых наноструктурах, *ФТП*, т.43, стр.1496 (2009а).
172. Баграев Н.Т., Клячкин Л.Е., Кудрявцев А.А., Маляренко А.М., Романов В.В., Сверхпроводящие свойства кремниевых наноструктур, *ФТП*, т.43, стр.1481 (2009б).
173. Баграев Н.Т., Гимбицкая О.Н., Клячкин Л.Е., Кудрявцев А.А., Маляренко А.М., Рыскин А.И., Щеулин А.С., Квантовый эффект Холла в наноструктурах на основе фторида кадмия, *ФТП*, т.43, стр.82 (2009с).
174. Баграев Н.Т., Гимбицкая О.Н., Клячкин Л.Е., Кудрявцев А.А., Маляренко А.М., Рыскин А.И., Щеулин А.С., Спиновый транзистор на основе наноструктур фторида кадмия, *ФТП*, т.43, стр.85 (2009д).
175. Баграев Н.Т., Гимбицкая О.Н., Клячкин Л.Е., Кудрявцев А.А., Маляренко А.М., Романов В.В., Рыскин А.И., Щеулин А.С., Квантовый спиновый эффект Холла в наноструктурах на основе фторида кадмия, *ФТП*, т.44, стр.1372 (2010).
176. Баграев Н.Т., Даниловский Э.Ю., Клячкин Л.Е., Маляренко А.М., Машков В.А., Спиновая интерференция дырок в кремниевых наносандвичах, *ФТП*, т.46, стр.77 (2012).
177. Блохинцев Д.И., Основы квантовой механики, *Москва, Высш. Школа.* 1961. 664с.
178. Бобровников Ю.А., Казакова В.М., Фистуль В.И., Квантовый гармонический резонанс в кремнии, *ФТП*, т.22, стр.301 (1988).
179. Бычков Ю.А., Влияние примесей на эффект де Гааза – ван Альфена, *ЖЭТФ*, т.39, стр.1401 (1960).
180. Бычков Ю.А., Горьков Л.П., Квантовые осцилляции термодинамических величин для металла в магнитном поле в модели ферми жидкости, *ЖЭТФ*, т.41, стр.1592 (1961).

181. Вайнер В. С., Вейнгер А. И., Ильин В. А., Цветков В. Ф. ЭПР на вторичных термодефектах в триплетном состоянии в 6H-SiC, *ФТТ*, т.22, стр.3436 (1980).
182. Вайнер В. С., Ильин В. А. ЭПР близких азотно-вакансионных пар в 6H-SiC *n*-типа, *ФТТ*, т.23, стр.2507 (1981).
183. Вейнгер А. И., Ильин В. А., Таиров Ю. М., Цветков В.Ф. Исследование параметров парамагнитных глубоких центров вакансионной природы в 6H-SiC, *ФТП*, т.15, стр.1557 (1981).
184. Верц Дж., Болтон Дж., Теория и практические приложения метода ЭПР, *Москва*, Изд. “Мир”, 1975. 550с..
185. Вонсовский С.В., Магнетизм, *Москва, Наука*, 1971. 1032с.
186. Воробьев Л.Е., Ивченко Е.Л., Фирсов Д.А., Шалыгин В.А., Оптические свойства наноструктур, под ред. Ильина В.И. и Шика А.Я., *Наука СПб*, (2001).
187. Горбань И. С., Слободянюк А. В. Инфракрасная люминесценция и энергетические уровни глубоких центров в карбиде кремния, *ФТП*, т. 10, стр.1125 (1976).
188. Дмитренко И.М., Янсон И.К., Свистунов В.М., Взаимодействие переменного тока Джозефсона с резонансными типами колебаний в сверхпроводящей тунNELьной структуре, *Письма в ЖЭТФ*, т.2, стр.17 (1965).
189. Ельяшевич М.А., Атомная и молекулярная спектроскопия, изд. 5, *Москва: Изд. “Либроком”*, 2009. 416с.
190. Завойский Е.К., Альтшулер С.А., Козырев Б.М., Новый метод исследования парамагнитной абсорбции, *ЖЭТФ*, т.14, стр.407 (1944).
191. Зарицкий И. М., Кончиц А. А., Шульман Л. А. Спин-решеточная релаксация в 6H-SiC:N, *ФТТ*, т.13, стр.1895 (1971).
192. Зегря Г.Г., Квантование магнитной индукции в 2D-системе в условиях квантового эффекта Холла, *ФТП*, т.33, стр.1144 (1999).

193. Ильин В.А., Исследование точечных термических дефектов в монокристаллах карбида кремния методом ЭПР – канд. дисс., ЛЭТИ, Ленинград, 1982.
194. Кведер В.В., Осипьян Ю.А., Исследование дислокаций в кремнии методом ЭПР, *ФТП*, т.16, стр.1930 (1982а).
195. Кведер В.В., Осипьян Ю.А., Шалынин А.И., Спин-зависимая рекомбинация на дислокационных оборванных связях в кремнии, *ЖЭТФ*, т.83, стр. 699 (1982б).
196. Кларк Дж., Эффект Джозефсона и измерение отношения e/h , *УФН*, т.104, стр.95 (1971).
197. Кулик И.О., Теория "ступеней" вольт-амперной характеристики туннельного тока Джозефсона, *Письма в ЖЭТФ*, т.2, стр.134 (1965).
198. Кодрау Н. В., Макаров В. В. Спектры люминесценции дефектов в ионно-имплантированном карбиде кремния. *ФТП*, т.15, стр.1408 (1981).
199. Кучис Е.В., Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования, *M., Радио и связь*, (1990). 264 с..
200. Ландау Л.Д., Диамагнетизм металлов, *Zs. Phs.*, т.64, стр.629 (1930).
201. Лифшиц И.М., Косевич А.М., К теории магнитной восприимчивости металлов при низких температурах, *ЖЭТФ*, т.29, стр.730 (1955).
202. Минеев В.П., Вавилов М.Г., Эффект де Гааза — ван Альфена в сверхпроводниках, *УФН*, т.167, стр.1121 (1997).
203. Павлов Н. М., Иглицын М. И., Косаганова М. Г., Соломатин В. Н., Баринов Ю. В. Спектры ЭПР облученного карбида кремния *n*-типа, *ФТТ*, т.13, стр.2814 (1971).
204. Павлов Н. М., Иглицын М. И., Косаганова М. Г., Соломатин В. Н. Центры со спином 1 в карбиде кремния, облученном нейтронами и α -частицами, *ФТП*, т.9, стр.1279 (1975).
205. Шелых И.А., Баграев Н.Т., Клячкин Л.Е., Спиновая деполяризация в спонтанно поляризованных низкоразмерных системах, *ФТП*, т.37, стр.1438 (2003).

206. Шмидт В.В., Введение в физику сверхпроводников, *Наука Москва*. 1982.
402 с..
207. Штермер Х., Дробный квантовый эффект Холла, *УФН*, т.170, стр. 304
(2000).

Список публикаций автора по теме работы

1. Bagraev N.T., Gehlhoff .W., Gets D.S., Klyachkin L.E., Kudryavtsev A.A., Malyarenko A.M., Mashkov V.A., Romanov V.V., EDEPR of impurity centers embedded in silicon microcavities, *Physica B*, v.404, p.p.5140-5143 (2009).
2. Bagraev N.T., Mashkov V.A., Danilovsky E.Yu., Gehlhoff W., Gets D.S., Klyachkin L.E., Kudryavtsev A.A., Kuzmin R.V., Malyarenko A.M., Romanov V.V., EDESR and ODMR of Impurity Centers in Nanostructures Inserted in Silicon Microcavities, *Appl. Magn. Reson.*, v.39, p.p.113-135 (2010).
3. Баграев Н.Т.; Брилинская Е.С.; Гец Д.С.; Клячкин Л.Е.; Маляренко А.М.; Романов В.В., “Квантование характеристик продольного транспорта дырок в кремниевых наноструктурах”, *НТВ СПбГПУ, физ-мат науки* СПбГПУ, т.2, стр. 41-47 (2011).
4. Баграев Н.Т., Брилинская Е.С., Гец Д.С., Клячкин Л.Е., Маляренко А.М., Романов В.В., Осцилляции Шубникова-де-Гааза и де-Гааза-ван Альфена в кремниевых наноструктурах, *ФТП*, т.45, стр.1503-1508 (2011).
5. Bagraev N.T., Mashkov V.A., Danilovsky E.Yu., Gehlhoff W., Gets D.S., Klyachkin L.E., Kudryavtsev A.A., Kuzmin R.V., Malyarenko A.M., and Romanov V.V., EDESR and ODMR of impurity centers in nanostructures inserted in silicon microcavities, *Journal of Modern Physics*, v.2, p.p.544-558 (2011).
6. Bagraev N., Danilovsky E., Gehlhoff W., Gets D., Klyachkin L., Kudryavtsev A., Kuzmin R., Malyarenko A., Mashkov V., Romanov V., EDESR of impurity centers in nanostructures inserted in silicon microcavities, *Phys. Status Solidi B*, v.249, p.p.1242-1246 (2012).
7. Bagraev N., Danilovsky E., Gets D., Klyachkin L., Kudryavtsev A., Kuzmin R., Malyarenko A., The Shapiro steps revealed by Josephson junctions

- embedded in silicon microcavities, *Phys. Status Solidi B*, v.249, p.p.1247-1252 (2012).
8. Bagraev N., Danilovsky E., Gets D., Klyachkin L., Kudryavtsev A., Kuzmin R., Malyarenko A., ODMR of single point defects in silicon nanostructures, *Phys. Status Solidi B*, v.249, p.p.1236-1241 (2012).
 9. Баграев Н.Т., Гец Д.С., Даниловский Э.Ю., Клячкин Л.Е., Маляренко А.М., Электрическое детектирование циклотронного резонанса дырок в кремниевых наноструктурах, *ФТП*, т.47, стр.503-509 (2013).