

на правах рукописи



СТЕПИНА Наталья Петровна

**ПЕРЕНОС ЗАРЯДА ПО ЛОКАЛИЗОВАННЫМ СОСТОЯНИЯМ В
НАНОСТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ**

специальность: 01.04.10 — физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Новосибирск—2017

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук.

Научный консультант **Двуреченский Анатолий Васильевич**, член-корреспондент Российской академии наук, доктор физико-математических наук, профессор.

Официальные оппоненты: **Аронзон Борис Аронович**, доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией твердотельных структур для космических приложений, Физический Институт им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук.

Германенко Александр Викторович, доктор физико-математических наук, профессор, директор Института естественных наук и математики Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина».

Кульбачинский Владимир Анатольевич, доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры физики низких температур и сверхпроводимости, Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова.

Ведущая организация Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской Академии Наук.

Защита состоится 31 октября 2017 г. в 15 часов на заседании диссертационного совета Д 003.037.01 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук по адресу: 630090, Новосибирск, проспект академика Лаврентьева, 13.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук и на сайте

http://www.isp.nsc.ru/comment.php?id_dissert=921

Автореферат разослан « » августа 2017 г.

Ученый секретарь диссертационного
доктор физико-математических наук



Погосов Артур Григорьевич

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы.

В последние десятилетия развитие нанотехнологий активизировало изучение физики низкоразмерных систем, которые являются основой элементной базы нового поколения. Актуальность исследования электрофизических свойств низкоразмерных систем связана как с решением фундаментальных проблем, так и с необходимостью применения таких систем в современной нанoeлектронике и нанооптике. Научный интерес обусловлен тем, что ряд фундаментальных законов, справедливых в макроскопической физике, становятся неполными либо неприменимыми при уменьшении размеров системы. Так, в двумерных, одномерных и нуль-мерных системах ограничение движения электрона приводит к квантованию его энергетического спектра, и соответственно, к новым закономерностям транспорта; в мезоскопических системах становятся несправедливыми даже правила сложения сопротивлений [1].

В легированных полупроводниках, на основе которых построена современная электроника, флуктуации потенциалов отдельных центров и их неупорядоченное расположение приводят к локализации электронов так, что их волновые функции оказываются сосредоточены в определенной области пространства вблизи центра и экспоненциально спадают с расстоянием вне этой области [2], [3]. При понижении температуры, когда возбуждение носителей с примесных состояний в разрешенную зону уменьшается, основным механизмом транспорта заряда¹ является туннелирование между локализованными состояниями с поглощением или испусканием фононов – прыжковая проводимость. С момента появления теоретической работы Мотта [4] и развития его идеи Эфросом и Шкловским [3] прыжковая проводимость объемных систем исследована достаточно полно. Экспериментальные работы, проведенные на легированных кристаллических полупроводниках, аморфных полупроводниках, неупорядоченных пленках металлических окислов (ссылки на ранние работы можно найти в статьях [5–7]), подтвердили предсказанные теоретические законы не только для трехмерного, но и для двумерного случаев. Однако квантово-размерные эффекты, характерные для низкоразмерных систем, в исследованиях прыжковой проводимости не проявлялись, поскольку прыжковый транспорт осуществлялся по примесной зоне с однородным спектром состояний, а не по уровням размерного квантования.

Создание квантовых точек – нуль-мерных объектов с набором дискретных уровней, спектр которых контролируется структурными параметрами: размерами наностроек, их формой и составом, – открывает новые возможности в исследовании переноса заряда по локализованным состояниям. В работах А. И. Якимова с соавторами [8] было показано, что дискретный энергетический спектр носителей заряда в квантовых точках вносит существенный вклад в особенности транспорта, он приводит к сильной и немонотонной зависимости прыжковой проводимости и радиуса локализации от степени заполнения квантовых точек носителями заряда. Это принципиально отличает систему с квантовыми точками от других неупорядоченных систем, в которых рост концентрации носителей заряда вызывает увеличение проводимости. Кроме того, особенностью квантовых точек является ограниченное число носителей

¹за исключением случая вырожденного и не компенсированного полупроводника

заряда на уровнях размерного квантования, а также возможность одновременного существования локализованных электронов и дырок. И наконец, в квантовых точках существует возможность управления величиной радиуса локализации не только изменением концентрации носителей заряда [8], но и вариацией структурных параметров наноструктур. Это дает возможность изменять проводящий режим системы в широком диапазоне, вплоть до перехода к делокализованным состояниям. Данные особенности нуль-мерных систем должны позволить ответить на ряд актуальных вопросов транспорта заряда в низкоразмерных неупорядоченных системах.

Так, одной из основных проблем двумерных систем остается проблема перехода металл-диэлектрик. В соответствии с моделью Андерсона [9], переход от локализованных к пространственным состояниям определяется относительным беспорядком Z – отношением интеграла переноса I и величины разброса уровней W . Классическая однопараметрическая скэйлинговая теория [10] запрещает существование металлического состояния в двумерных системах (2D) в присутствии беспорядка. Экспериментальное наблюдение перехода металл-диэлектрик в 2D [11–13] объясняют определяющей ролью электрон-электронного взаимодействия. Это приводит к замене одно-параметрической скэйлинговой функции на функцию, зависящую от двух параметров: беспорядка и взаимодействия. Непрерывность данной скэйлинговой функции предполагает ослабление локализации во взаимодействующей системе также и на диэлектрической стороне перехода. С другой стороны, хорошо известное влияние межэлектронного взаимодействия на поведение диэлектрической системы заключается в появлении квантовой поправки к проводимости в диффузионном случае и в формировании кулоновской щели в плотности состояний в режиме прыжковой проводимости. Оба эти эффекта приводят к уменьшению проводимости системы, что в рамках одно-параметрического скэйлинга предполагает усиление локализации. Таким образом, вопрос о том, каким образом взаимодействие влияет на степень локализации в неупорядоченной системе, является чрезвычайно актуальным и открытым до сих пор. Чтобы экспериментально выявить его вклад, необходимо управлять степенью беспорядка и кулоновским взаимодействием независимо. В двумерном электронном газе единственным варьируемым параметром обычно является концентрация носителей заряда, которая одновременно влияет на беспорядок и взаимодействие, делая практически невозможным разделение их вкладов.

Формирование массива туннельно-связанных квантовых точек позволяет не только наблюдать прыжковую проводимость по уровням размерного квантования, но и контролируемо управлять как уровнем беспорядка, так и силой кулоновского взаимодействия.

Возможность широкого варьирования структурных параметров гетеросистемы с квантовыми точками: плотности массива, формы и состава квантовых точек в сочетании с изменением степени заполнения квантовых точек носителями заряда должна позволить протестировать скэйлинговую гипотезу и установить, является ли дальнедействующее кулоновское взаимодействие движущей силой делокализации волновых функций электронов в неупорядоченной системе.

Немонотонная зависимость проводимости от концентрации носителей заряда в квантовых точках позволяет также ответить на важный вопрос об относительной роли концентрации и

подвижности носителей заряда в механизме изменения проводимости неупорядоченной системы после выведения ее из равновесия. В системах с примесными центрами монотонная зависимость плотности состояний от энергии приводит к одинаковому знаку изменения проводимости при возбуждении системы как с изменением концентрации, так и с изменением подвижности. В гетеросистеме с квантовыми точками может наблюдаться разный знак изменения проводимости при изменении концентрации носителей заряда в точках, тогда как подвижность при возбуждении, как правило, возрастает, приводя к возрастанию проводимости. В результате вклад концентрации и подвижности носителей заряда может быть разделен.

Наряду с интересом к квантово-размерным структурам, во второй половине XX века внимание исследователей в различных областях знания привлекло представление о фрактальной структуре объектов, которая проявляется в самоподобии системы и размерность которой отличается от топологической [14]. Важным было понимание того, что многие неупорядоченные материалы обладают фрактальной структурой в определенной области длин шкал, поэтому введение концепции фрактала являлось успешным для идентификации физических свойств топологически неупорядоченных систем [15]. Было показано, что основной количественной характеристикой фрактала является размерность, которая называется фрактальной (хаусдорфовой) и которая не совпадает с размерностью физического пространства. В реальном эксперименте выявить фрактальность физической системы довольно трудно, поскольку те масштабы, на которых система является самоподобной, не совпадают с характерными масштабами, отвечающими за данное физическое явление.

Самоподобие фрактальной структуры должно вносить существенное изменение в проводимость, поскольку волновая функция ψ электронов, локализованных во фрактальной среде, спадает быстрее, чем экспоненциально, с характерным радиусом локализации ξ_s и показателем суперлокализации $\varsigma > 1$, зависящим от евклидовой размерности системы – $\psi \propto \exp(-r/\xi_s)^\varsigma$. Именно фрактальная размерность и показатель суперлокализации, как было показано теоретически [16], должны определять статическую прыжковую проводимость.

Возможность исследования проводимости по фрактальной среде возникла с появлением пористого кремния, полученного электрохимическим травлением кристаллического материала. Структура пористого кремния представляет собой кремниевые проволоки, направленные преимущественно перпендикулярно исходной поверхности, а разветвленная поверхность имеет фрактальную структуру, что подтверждено методами структурного анализа [17, 18]. Открытие эффективной электролюминесценции пористого кремния [19, 20] вызвало большой интерес к этому материалу из-за возможности его применения в оптоэлектронике, основанной на кремнии. К началу данной работы основные исследования пористого кремния были ограничены изучением фото- [21] и электро-люминесценции [19, 20]. Несмотря на то, что для практического использования пористого кремния в качестве источника излучения важным являлось знание закономерностей транспорта в таких системах, электрофизические характеристики пористого кремния практически не исследовались. В теоретической работе [22] авторы делают вывод, что именно в системе, подобной пористому кремнию, проводимость должна происходить по среде с некой эффективной геометрической размерностью, зависящей от фрактальной размерности материала. До начала нашей работы данный вывод не был

подтвержден экспериментально. Более того, исследование прыжкового транспорта по фрактальной среде практически не проводилось, а экспериментальное определение фрактальной размерности осуществлялось только структурными методами. Немногочисленные попытки исследовать транспорт заряда в пористом кристаллическом кремнии не увенчались успехом. Это связано с тем, что хотя такой материал и обладает фрактальной структурой, размерное квантование электронного спектра в одномерных кремниевых нитях маскирует особенности протекания тока, вносимые самоподобием. Кроме того, размеры приповерхностной области пористого слоя, обедненной носителями, оказываются сравнимы с размерами кремниевого скелета [23], что приводит к существенному увеличению сопротивления материала.

В настоящей работе для исследования транспортных свойств системы с фрактальной размерностью было предложено использовать пористый аморфный кремний. В пористом аморфном кремнии с подобными пористому кристаллическому кремнию размерами кремниевых нитей за перенос заряда отвечают оборванные связи, дающие уровни, лежащие глубоко в запрещенной зоне и слабо возмущаемые размерным ограничением. Структура пористого кремния оказывается самоподобной в том же интервале масштабов, что и характерные длины прыжков электронов в аморфном кремнии. Это дает основание ожидать проявления фрактальных свойств в транспорте заряда. Таким образом, электрофизические свойства этого объекта должны отражать особенности его самоподобной структуры и определяться спецификой локализации электронных волновых функций во фрактальной среде.

Уменьшение размеров приборов до нанометровых, требуемых в современной нанoeлектронике, делает актуальными вопросы транспорта заряда в мезоскопических структурах, размер которых сравним с характерным масштабом однородности системы. Мезоскопическая физика возникла в конце 20 века из понимания того, что существует область промежуточных размеров, на которых система одновременно сочетает черты макро- и микрообъектов. Мезоскопические объекты характеризуются двумя важными свойствами. Во-первых, несмотря на то, что система состоит из большого ($\gg 1$) числа частиц, понятие удельных характеристик лишается традиционного смысла, поскольку эти характеристики определяются конкретной реализацией электронных состояний в системе и флуктуируют от образца к образцу в очень широких пределах. Тем не менее, оперируя не самой физической величиной, а вероятностью ее реализации, можно строить количественные теории и прогнозировать реальные свойства объекта. Во-вторых, отсутствие вырождения относительно перестановки частиц в системе делает ее чувствительной к элементарным актам реорганизаций, происходящими на микроуровне [24–28]. Мезоскопические системы имеют практическое значение, поскольку их параметры крайне чувствительны к внешним воздействиям, а следовательно, мезоскопические объекты могут быть использованы в качестве различного вида сенсоров.

Первоначально мезоскопические эффекты были открыты в структурах с металлической проводимостью в режиме слабой локализации и названы когерентными, поскольку характерный масштаб однородности таких систем определяется длиной фазовой когерентности волновой функции электрона. В основе нового класса мезоскопических явлений, получивших название некогерентных, лежат два фактора 1) наличие экспоненциально сильного разброса элементарных сопротивлений, включенных между центрами локализации и связан-

ных с отдельными прыжками; 2) существование другого параметра размерности длины – характерного масштаба однородности перколяционного кластера (радиуса корреляции L_c), ответственного за прыжковую проводимость в системе.

Мезоскопическое поведение неупорядоченных систем с локализованными электронными состояниями было обнаружено лишь в конце 80х - начале 90х годов, хотя теоретические исследования в этой области были инициированы еще работой Поллака и Хаузера в 1973 году [29]. Теоретические предсказания некогерентных мезоскопических эффектов [29] были сделаны в рамках так называемой модели “тонкой аморфной пленки” [30–33] и основаны на том, что проводимость образца с толщиной, меньшей корреляционного радиуса перколяционного кластера, определяется так называемыми “проколами”- участками небольшой площади с аномально малыми сопротивлениями. Для случайно неоднородных систем конечной площади предсказывалось возникновение мезоскопического эффекта, проявляющегося в колебаниях логарифма проводимости отдельного образца либо набора образцов в пределах ширины функции распределения.

Экспериментальные исследования мезоскопических эффектов в режиме сильной локализации параллельно проводились тремя группами (в том числе и нашей). В группах, возглавляемых проф. А. К. Савченко (ИРЭ АН СССР) [33–36] и проф. А.Б. Фаулером (Университет Брауна, Нью-Йорк) [37,38], изучались флуктуации прыжковой проводимости при изменении концентрации электронов и магнитного поля в транзисторных МДП- и Шоттки- структурах на основе Si и GaAs при температуре жидкого гелия. Однако данные объекты не позволили количественно описать мезоскопические эффекты на основе модели “тонкой аморфной пленки”, наиболее развитой теоретически, поскольку в транзисторных структурах “проколы” возникают в местах слабых флуктуаций потенциала (гораздо меньше типичного значения). В модели аморфной пленки формирование “проколов” происходит в областях сильных флуктуаций, где концентрация локализованных состояний превышает свое среднее значение. Поставить в соответствие экспериментальные результаты с теоретическими удалось в работах нашей группы при изучении мезоскопических явлений в наноструктурах на основе тонких (меньших L_c) пленок аморфного кремния с малой площадью электрического контакта. Выбранный нами объект исследования позволил, во-первых, выявить практически все предсказанные теорией некогерентные эффекты; во-вторых, наблюдать мезоскопические флуктуации вблизи комнатной температуры. Последнее обстоятельство является несомненно важным для практического применения обнаруженных явлений.

Мезоскопические эффекты должны проявляться и в транспорте по ансамблю квантовых точек, электронный спектр которых дискретный, а корреляционный радиус перколяционного кластера прыжковой проводимости может изменяться в широких пределах. Сильное изменение проводимости при вариации концентрации носителей заряда в квантовых точках способно вызвать значительный отклик системы на внешние воздействия, в частности, на освещение. При этом в мезоскопическом режиме, когда размеры образца станут сравнимы с L_c , реакция системы на вызванный поглощением фотона элементарный акт перестройки перколяционного кластера может быть достаточно сильной, что является важным для создания фотоприемников, способных детектировать малые потоки излучения. Большой радиус

корреляции перколяционного кластера делает возможным наблюдение мезоскопических эффектов в структурах достаточно больших размеров.

Проявление особенностей низкоразмерных систем, вносимых размерным квантованием, появлением суперлокализованных состояний на фрактальной поверхности, а также уменьшением размеров системы до мезоскопических в прыжковой проводимости к началу данной работы практически не было исследовано.

Целью данной работы являлось установление общих закономерностей и механизмов транспорта заряда по локализованным состояниям в наноструктурах на основе кремния: в массиве квантовых точек с дискретным спектром носителей заряда; в одномерных проволоках аморфного пористого кремния с разветвленной фрактальной поверхностью; в мезоскопических структурах на основе тонких пленок аморфного кремния и массива квантовых точек.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

- Установить механизм проводимости в двумерном массиве квантовых точек при изменении их структурных параметров (формы и размеров, состава, плотности массива) и концентрации локализованных в точках носителей заряда. Определить влияние дальнедействующего кулоновского взаимодействия на делокализацию электронных состояний.
- Исследовать магнетосопротивление в массиве квантовых точек, установить механизм магнетосопротивления при разных режимах проводимости, разработать модель магнетосопротивления.
- Исследовать отклик системы с квантовыми точками на внешние воздействия – облучение светом и приложение импульса высокого напряжения. Определить механизмы релаксационных явлений. Установить роль кулоновского взаимодействия в процессах релаксации.
- Установить механизмы и закономерности транспорта электронов в одномерных нитях пористого аморфного Si с разветвленной фрактальной поверхностью; выявить особенности релаксационных явлений в аморфном пористом кремнии, определяемые его структурными свойствами.
- Исследовать механизм проводимости в мезоскопических структурах на основе пленок аморфного Si разной толщины. Выявить некогерентные мезоскопические эффекты в проводимости наноструктур на основе тонких пленок аморфного Si (20-150 нм); установить соответствие экспериментальных и теоретических гистограмм распределения сопротивлений электронных переходов в неупорядоченной системе с беспорядком кулоновской природы.
- Определить механизм мезоскопических эффектов, вызванных поглощением света в тонких пленках аморфного Si и оценить характерные масштабы фотостимулированных перестроек проводящей сетки.

- Изучить мезоскопические явления в массиве квантовых точек при освещении. Установить возможность детектирования малых потоков излучения наноструктурами с квантовыми точками.

Объекты и методы исследования.

Исследования проведены на трех типах объектов. Первый, ансамбль туннельно связанных квантовых точек Ge в Si, метод создания которого был разработан в нашем коллективе [39]. Высокая плотность $((2-8) \times 10^{11} \text{ см}^{-2})$ массива была достаточной для осуществления эффективной туннельной связи носителей заряда, локализованных в разных квантовых точках, и соответственно, для наблюдения прыжковой проводимости по уровням размерного квантования. Количество дырок в квантовых точках варьировалось путем изменения концентрации бора в дельта-слое, расположенного на 5-10 нм ниже слоя квантовых точек. Параметры роста (температура подложки и плотность потока германия) и последующие термические обработки позволяли изменять размеры, форму и стехиометрический состав квантовых точек, а также их плотность. Освещение структур с квантовыми точками проводилось с помощью светодиодов и лазеров с оптоволоконным выходом с длиной волны 0,9–2 микрона.

Исследование проводимости по фрактальной среде осуществлялось на пористом аморфном кремнии. Аморфный пористый кремний, который близок по структурным свойствам кристаллическому пористому кремнию и обладает аналогичной фрактальной поверхностью [40–42], имеет гораздо более низкое сопротивление ($10^4 - 10^8 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) из-за высокой плотности оборванных связей, по которым осуществляется проводимость. Самоподобие структуры пористого кремния проявляется в широком диапазоне длин, начиная от межатомного расстояния и до размеров, сравнимых с некоторой корреляционной длиной, характеризующей максимальные значения, на которых существует самоподобие системы, и которая может достигать $\sim 100 \text{ нм}$ [43]. Прыжковая проводимость аморфного Si характеризуется длинами прыжков в этом же интервале. То есть, как структурные, так и транспортные характеристики аморфного пористого кремния определяются сравнимыми границами масштабов, что заставляет ожидать проявления фрактальности аморфного пористого кремния в электронных свойствах материала.

Мезоскопические явления в прыжковой проводимости были экспериментально исследованы в наноструктурах на основе тонких пленок (20-150 нм) аморфного кремния с разной площадью электрического контакта (линейный размер в диапазоне $0,5 \div 8 \text{ мкм}$). Выбранный объект исследования – аморфный кремний, созданный бомбардировкой ионами германия, – позволяет наблюдать прыжковую проводимость при комнатной температуре. Уровень Ферми в аморфном кремнии закрепляется в области локализованных состояний, находящихся глубоко в щели подвижности. Поэтому уже при $T=300 \text{ К}$ перенос заряда по локализованным состояниям доминирует над процессом термической активации носителей до энергий выше порога протекания. Это обстоятельство дает уникальную возможность экспериментально изучить статистику мезоскопических флуктуаций прыжковой проводимости по одинаковым образцам.

Для определения механизма электронного транспорта в данных системах изучались тем-

пературные и полевые зависимости проводимости, магнетосопротивление, вольт-амперные характеристики, кинетика фотопроводимости, проводимость на переменном токе. Структурные свойства исследовались методами просвечивающей электронной микроскопии, резерфордовского обратного рассеяния, сканирующей электронной микроскопии, атомно-силовой микроскопии, рамановской спектроскопии. Мезоскопические образцы создавались с помощью оптической и электронно-лучевой литографии, пористый кремний создавался путем электрохимического травления аморфного кремния.

Все основные экспериментальные и расчетные результаты, представленные в диссертационной работе, получены впервые.

Научная новизна полученных конкретных результатов состоит в следующем:

1. Обнаружен переход от прыжковой к диффузионной проводимости в двумерном ансамбле квантовых точек Ge/Si при увеличении плотности их массива, а также после отжига структур в диапазоне температур $T = 480 - 625^\circ\text{C}$. Экспериментально установлено, что кулоновское взаимодействие стимулирует переход от локализованного к распространённому состоянию носителей заряда.
2. Обнаружено универсальное поведение магнетосопротивления структур с квантовыми точками вне зависимости от режима проводимости. Установлено, что положительное магнетосопротивление определяется сжатием волновых функций носителей заряда в магнитном поле даже для структур с диффузионной проводимостью в нулевом магнитном поле, а отрицательное – подавлением слабой локализации в кластерах близко расположенных квантовых точек.
3. Обнаружена медленная (часы) неэкспоненциальная кинетика фотопроводимости в массиве квантовых точек Ge/Si, сопровождающаяся эффектом остаточной фотопроводимости и имеющая разный знак при разной степени заполнении квантовых точек дырками. Показано, что определяющим фактором в изменении проводимости является изменение числа дырок в квантовых точках, а не их подвижности.
4. Установлено, что электрохимическое травление аморфного кремния приводит к созданию пористого материала, проводимость по поверхности скелета которого определяется наличием суперлокализованных состояний и характеризуется фрактальной размерностью, зависящей от степени пористости материала.
5. Обнаружено проявление мезоскопических эффектов в прыжковой проводимости по тонким (20-40 нм) пленкам a-Si, таких как флуктуации логарифма проводимости от образца к образцу, двухуровневые флуктуации прыжкового тока с амплитудой, зависящей от размера структуры. Данные результаты являются экспериментальным подтверждением модели "тонкой пленки", разработанной авторами [30, 31]. Впервые получено экспериментальное подтверждение появления индуцированных светом новых электронных состояний в щели подвижности аморфного кремния.

6. Установлено, что единичный акт образования и исчезновения метастабильного дефекта в гидрогенезированном аморфном Si приводит к перестройкам в системе на масштабах до 250 нм.
7. При освещении мезоскопических структур с квантовыми точками впервые обнаружены переключения тока с гигантской амплитудой, достигающей величины 100% и более, зависящей от размеров структуры. Обнаружен температурно-стимулированный переход от проводимости по мезоскопической сетке к макроскопической проводимости.

Научная значимость работы.

Совокупность полученных результатов, обобщений и выводов диссертационной работы можно квалифицировать как научное достижение в области физики полупроводников, связанное с установлением закономерностей переноса заряда в низкоразмерных полупроводниковых системах в условиях квантования электронного спектра, суперлокализации электронных состояний, уменьшения размеров системы до величин, сравнимых с корреляционным радиусом перколяционного кластера прыжковой проводимости. Разработанные модели и механизмы переноса заряда вносят существенный вклад в понимание связи структурных свойств нанобъектов с закономерностями транспорта заряда. Полученные результаты являются базой для разработки научных основ управления электрофизическими свойствами систем пониженной размерности, позволяют обосновать принципы управления их оптоэлектронными свойствами за счет изменения заселенности глубоких центров захвата и создают научные предпосылки для направленной модификации функциональных возможностей наноструктур с целью создания различного вида чувствительных датчиков на их основе.

Практическая значимость работы заключается в следующем.

1. Анализ температурных зависимостей проводимости массива квантовых точек в рамках скэйлингового подхода позволил установить границы проводимости, разделяющие прыжковый и диффузионный транспорт.
2. Полученные данные о наблюдении мезоскопических переключений тока в массиве квантовых точек с амплитудой, достигающей величин более 100%, являются базой для разработки и изготовления фотодетектора, способного регистрировать малые потоки фотонов. Результаты исследования зависимости частоты и амплитуды переключений от размеров и геометрии структуры дают возможность провести оптимизацию параметров фотоприемника с целью увеличения его чувствительности.
3. Разработан метод определения фрактальной размерности структур с прыжковым транспортом из анализа температурной зависимости проводимости.
4. Обнаруженный в работе эффект сильного изменения проводимости и фрактальной размерности аморфного пористого кремния при воздействии на структуры водородной плазмы является основой для создания датчиков водородосодержащих химических соединений.

5. Наблюдение мезоскопических флуктуации фототока, достигающих амплитуды $\sim 25\%$ в структурах на основе аморфного Si, обогащенного водородом, являются предпосылкой создания чувствительных датчиков излучения, работающих при комнатной температуре.

Научные положения, выносимые на защиту:

1. Переход от сильной к слабой локализации в двумерном массиве квантовых точек определяется двухпараметрическим скэйлингом, параметрами которого являются кондактанс и кулоновское взаимодействие. При величине кондактанса $G < 10^{-2}e^2/h$ проводимость описывается переносом заряда по локализованным состояниям кулоновской щели, при $G > 0, 4e^2/h$ подчиняется законам диффузионного транспорта в режиме слабой локализации. Дальнейшее кулоновское взаимодействие является параметром, сдвигающим состояние системы в металлическую сторону.
2. Транспорт заряда по уровням размерного квантования в массиве само-организованных туннельно связанных квантовых точек отражает неоднородность их распределения и определяется проводимостью кластеров близко расположенных точек и туннельными переходами носителей заряда между кластерами. Разрушение слабой локализации в кластерах отвечает за отрицательное магнетосопротивление, которое наблюдается в слабых магнитных полях в структурах с квантовыми точками, проводимость которых в нулевом магнитном поле изменяется в широком диапазоне $3 \times 10^{-7}e^2/h < G < 2, 5e^2/h$. При увеличении магнитного поля наблюдается переход к положительному магнетосопротивлению, механизм которого заключается в сжатии волновых функций носителей заряда в магнитном поле и сдвиге состояния системы в диэлектрическую сторону.
3. Определяющий вклад в знакопеременную фотопроводимость с медленной неэкспоненциальной кинетикой вносит изменение концентрации дырок в квантовых точках, а не их подвижности. Восстановление проводимости после воздействия излучения происходит в условиях постепенного уменьшения потенциального барьера для захвата неравновесных дырок за счет рекомбинации неравновесных электронов с равновесными дырками, локализованными в квантовых точках с наибольшим заполнением. Релаксация проводимости после возбуждения импульсом высокого напряжения происходит по параллельным каналам переноса заряда. Дальнейшее кулоновское взаимодействие между носителями заряда в разных квантовых точках приводит к замедлению релаксационных процессов.
4. Перенос заряда в пористом аморфном кремнии по суперлокализованным состояниям фрактальной поверхности характеризуется фрактальной размерностью, зависящей от степени пористости материала. Фрактальный характер проводимости определяется самоподобным расположением оборванных связей на поверхности пор. Проводимостью по фрактальному каналу можно управлять пассивацией поверхностных оборванных связей атомарным водородом при гидрогенизации аморфного пористого кремния и увеличением степени пористости материала за счет выглаживания поверхности пор.

5. Топологическая организация токовых путей в тонких (20-44 нм) слоях аморфного кремния представляет собой одномерные цепочки локализованных состояний, число которых порядка единицы. Проводимость наноструктур определяется конкретной реализацией (энергетическим и пространственным расположением) локализованных состояний в наиболее проводящих цепочках и флуктуирует от образца к образцу на величину порядка 100%. В коротких цепочках (толщина пленки $L \leq 28$ нм), когда туннельные переходы происходят между локализованными состояниями с энергиями, сравнимыми с kT , перенос заряда становится безактивационным и подчиняется степенному закону, где показатель степени определяется только числом состояний, формирующих наиболее проводящие цепочки.
6. Двухуровневые спонтанные и стимулированные светом переключения тока (телеграфный шум) в тонких гидрогенизированных слоях аморфного кремния вызваны флуктуацией вероятностей переходов для одного или нескольких прыжков на наиболее проводящей цепочке вследствие перестроек комплексов " $Si-Si$ связь/ $Si-H$ связь", представляющих собой двухуровневые системы. Единичный акт такой перестройки при освещении приводит к реорганизациям в системе на масштабах до 250 нм.
7. Переход от макроскопической проводимости к режиму мезоскопических флуктуаций, достигающих величин более 100%, происходит в структурах с туннельно-связанными квантовыми точками как при уменьшении размеров проводящего канала, так и при уменьшении температуры, и определяется корреляционным радиусом порядка 0,13 микрон.

Достоверность полученных результатов обеспечена комплексным характером выполненных экспериментальных исследований, непротиворечивостью результатов работы известным литературным данным и их многократной воспроизводимостью.

Личный вклад автора заключается в постановке задач по исследованию транспорта заряда в массиве квантовых точек, в разработке методик создания пористого аморфного кремния и мезоскопических структур на основе аморфного кремния и массива квантовых точек, в проведении экспериментов, в анализе и интерпретации полученных данных, а также в подготовке публикаций и докладов на конференциях.

Апробация работы.

Результаты работы докладывались на Международной конференции по химии твердого тела (Цюрих, 1996), 2й международной конференции по физике низкоразмерных структур (Дубна, 1995), на 2й Российской конференции по физике полупроводников (Зеленогорск, 1996), IV молодежной школе "Проблемы физики твердого тела и высоких давлений" (Туапсе, 1995), IV международной конференции по электронному транспорту и оптическим свойствам неоднородных материалов (Москва-Санкт-Петербург, 1996), 8й международной конференции по прыжковой проводимости и родственными явлениям (Испания, 1999), конференции по низкоразмерным структурам (Черноголовка, 2001), 10й конференции по прыжковой проводимости и родственными явлениям, (сентябрь 2003, Италия, Триест), на конферен-

ции "Наноструктуры и сверхрешетки"(Мексика 2004), IV международной конференции по полупроводниковым квантовым точкам (Шамони, Франция 2006), Международной конференции по физике полупроводников (Вена, Австрия 2006), Всероссийской конференции по физике полупроводников (Екатеринбург 2007), Международной конференции по транспорту в неупорядоченных системах (Марбург, Германия 2007), Восемнадцатой международной конференции по электронным свойствам двумерных систем (Кобе, Япония 2009), Тринадцатой международной конференции "Транспорт в неупорядоченных взаимодействующих системах"(Рацкеве, Венгрия 2009), Девятой всероссийской конференции по физике полупроводников (Новосибирск-Томск 2009), Тридцатой международной конференции по физике полупроводников (Сеул, Республика Корея 2010), Восемнадцатой международной конференции "Квантовые точки"(Ноттингем, Великобритания 2010), Восемнадцатом международном симпозиуме "Наноструктуры: Физика и Технологии"(Санкт-Петербург, 2010), Восьмой международной конференции по передовым полупроводниковым устройствам и микросистемам (ASDAM, Смоленице, Словакия 2010), Четырнадцатой международной конференции по транспорту во взаимодействующих и неупорядоченных системах (Акра, Израиль 2011), Шестой международной конференции по передовым материалам (Сингапур 2011), Русско-польском семинаре академий наук по нанотехнологиям (Варшава, Польша 2011), Конференции "Фотоника"(Новосибирск 2011), Десятой всероссийской конференции по физике полупроводников (Нижний Новгород 2011), Девятнадцатой уральской международной зимней школе по физике полупроводников (Екатеринбург-Новоуральск 2012), Двадцатой международной конференции по высоким магнитным полям (Шамони, Франция 2012), 15й конференции по транспорту во взаимодействующих неупорядоченных системах (Жирона, Испания, 2013), 22м международном конгрессе по исследованию материалов (Канкун, Мексика, 2013), 22й международной конференции Наноструктуры: Физика и технология (Санкт-Петербург, 2014), международной конференции по сверхрешеткам, наноструктурам, наноприборам (Саванна, США, 2014), международной конференции по физике полупроводников (Остин, США, 2014), международной конференции по электронным свойствам двумерного электронного газа (Сендай, Япония, 2015), 16й международной конференции по транспорту во взаимодействующих неупорядоченных системах (Гранада, Испания, 2016).

Работа поддерживалась грантами РФФИ (06-02-08077-офи, 10-02-00618-а, 13-02-00901-а, 16-02-00553-а), проектом ERA-NET-SB RAS (N186).

Публикации. По результатам диссертации в печати опубликовано 27 работ, список которых приведен в конце автореферата. В список не включены работы, опубликованные в трудах конференций, а также статьи, напрямую не связанные с темой диссертации.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации составляет 293 страницы, в том числе 78 рисунков, 2 таблицы и список литературы из 197 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении приведено обоснование актуальности проведенных исследований, сформулирована цель работы, показана научная новизна и практическая значимость, изложены

основные положения, выносимые на защиту, дано краткое изложение полученных результатов.

Первая глава является обзорной. В ней кратко отражены представления о прыжковой проводимости в объемных структурах, рассмотрены режимы прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка с учетом и без учета кулоновского взаимодействия. Приведены существующие литературные данные о некогерентном мезоскопическом транспорте, а также о прыжковой проводимости фрактальных сред.

Вторая глава посвящена исследованию закономерностей транспорта и магнетотранспорта в массиве туннельно-связанных квантовых точек (КТ) Ge/Si, проводимость которого изменяется в широком диапазоне при изменении структурных параметров КТ. Приведены существующие в литературе на момент начала работы экспериментальные данные о прыжковой проводимости в гетеросистеме Ge/Si с КТ [8]. Обнаруженная авторами [8] сильная (до 6 порядков) и немонотонная зависимость прыжковой проводимости и эффективного радиуса локализации носителей заряда от средней концентрации носителей заряда в КТ, связанная с квантованием электронного спектра, явилась одной из предпосылок исследований, проведенных в настоящей работе.

В первом параграфе определены главные параметры двумерного массива туннельно-связанных КТ, которые определяют уровень беспорядка и силу кулоновского взаимодействия, обеспечивающие переход от прыжковой к диффузионной проводимости. Для выделения вклада дальнедействующего кулоновского взаимодействия в делокализацию электронных состояний, необходимо управлять степенью беспорядка и электрон-электронным взаимодействием независимо. Эта задача решалась не только за счет изменения концентрации носителей заряда в точках, но и путем управления структурными характеристиками нанокластеров: плотностью массива КТ, размерами островков, их формой и составом. Для изменения степени локализации носителей заряда в ансамбле КТ, выращенном с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) при температуре 300°C, применялся после-ростовой отжиг при нескольких температурах: 480, 550, 575, 600 и 625°C, который приводил как к изменению размеров и формы нанокластеров, так и к изменению состава КТ. Чтобы повысить плотность массива, температура осаждения уменьшалась до 275°C.

Для установления механизма проводимости, определения границы, разделяющей диффузионный и прыжковый транспорт, проведено исследование температурных зависимостей проводимости, неомической проводимости, магнетосопротивления.

Показано, что как возрастание плотности массива, так и прогрев выращенных структур увеличивают проводимость. Анализ температурных зависимостей проводимости $G(T)$ показал, в образцах с плотностью точек $N_{КТ} \sim 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ $G(T)$ соответствует закону Эфроса-Шкловского (ЭШ) $G \propto \exp[-(T_2/T)^{1/2}]$ для температур отжига 480÷575°C. Радиус локализации, определенный из аппроксимации экспериментальных данных законом ЭШ, увеличивается при увеличении температуры отжига, при этом скорость его возрастания зависит от заполнения КТ дырками. Температурные зависимости проводимости для образцов с $N_{КТ} \sim 8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а также для образцов с плотностью $\sim 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и заполнением $\nu = 2,5$ и $\nu = 2,85$, отожженных при 600÷625°C, хорошо описываются логарифмической

зависимостью, характерной для режима слабой локализации для обоих типов поправок (интерференционной поправки и поправки, связанной с кулоновским взаимодействием) к проводимости. При этом $G \sim e^2/h$, что характерно для режима слабой локализации [2]. Для образцов с меньшей плотностью и заполнением $\nu=2$, при любой из использованных температур отжига, проводимость не описывается логарифмической зависимостью от температуры $G(\ln T)$, и проводимость изменяется на несколько порядков при изменении температуры в низкотемпературной области. Это не является характерным для режима слабой локализации, в котором поправки к проводимости должны быть существенно меньше самой проводимости: $\delta G \ll G$. То есть, исследования температурной зависимости проводимости позволяют отличать образцы с сильной и слабой локализацией.

Нелинейные эффекты в диффузионном режиме при возрастании электрического поля (или "закаченной" мощности $Q = jE$) связаны с "нагревом" электронной подсистемы и определяются только электронной температурой T_e . Нелинейные эффекты в прыжковом режиме обычно связаны с увеличением вероятности прыжка в электрическом поле $E > (k_B T)/(er_h)$ (r_h – длина прыжка). Поэтому режим прыжкового транспорта зависит не только от электронной температуры T_e , но и от температуры решетки T_l . Для подтверждения того, что при отжиге структур и увеличении плотности КТ наблюдается переход от сильной к слабой локализации, в рамках метода, предложенного авторами [44, 45], были измерены вольт-амперные характеристики образцов в высоких электрических полях в температурном диапазоне 4,2-12 К. Полученные результаты хорошо коррелируют с данными, извлеченными из анализа температурных зависимостей проводимости и подтверждают, что увеличение плотности массива КТ и изменение параметров островков в процессе отжига приводит к переходу от режима сильной к режиму слабой локализации.

И наконец, был проведен анализ температурных зависимостей проводимости в рамках скейлинговой гипотезы. Идея скейлинговой гипотезы была предложена в [10]. Согласно данной концепции, для описания состояния неупорядоченной системы достаточно единственного параметра – полной проводимости (кондактанса). Основным результатом скейлинговой гипотезы является то, что функция $\beta = (d \ln G)/(d \ln L)$ (L – характерный размер образца) является универсальной для всех образцов данной размерности и зависит только от самой проводимости G . Анализ экспериментальных данных в рамках классической скейлинговой теории показал, что в первом приближении все экспериментальные зависимости ложатся на одну скейлинговую кривую. Проводимость как функция температуры должна соответствовать диффузионному режиму со слабой локализацией в пределе высокой проводимости и режиму прыжкового транспорта в пределе низкой проводимости. Для того, чтобы проверить это и определить границы проводимости, разделяющие два режима, универсальная кривая была аппроксимирована с помощью логарифмической зависимости $G(\ln T)$ и экспоненциальной зависимости, характерной для закона ЭШ. Показано, что при $G \leq 10^{-2}e^2/h$ проводимость в системе описывается законами прыжкового транспорта, в то время как при $G \geq 0,4e^2/h$ проводимость подчиняется зависимости, характерной для диффузионного транспорта в режиме слабой локализации. Чтобы установить роль взаимодействия в отклонении экспериментальных данных от универсальной кривой, мы провели подробный

анализ скэйлинговой β -функции. Показано, что единственный образец с $\nu=2$, у которого кулоновское взаимодействие максимально, имеет смещение вверх относительно универсальной кривой, что соответствует уменьшению степени локализации системы. Для образца с экранированием кулоновского взаимодействия с помощью металлической плоскости, расположенной над слоем КТ, наблюдается сдвиг β -функции вниз относительно универсальной кривой, что означает усиление локализации. Полученный результат подтверждает то, что в результате влияния взаимодействия степень локализации состояний может уменьшаться и подтверждает двухпараметрический скейлинг двумерных систем.

Исследование магнетосопротивления (МС) в образцах с КТ в перпендикулярном магнитном поле показало, что его поведение имеет универсальный характер; в широком диапазоне изменения степени локализации системы в малых полях наблюдается отрицательное МС, которое переходит в положительное с увеличением поля. Положительное МС наблюдается даже в структурах с диффузионной проводимостью, что объясняется переходом от делокализованных к локализованным состояниям в магнитном поле. Экспериментальные данные по отрицательному МС не описываются в рамках модели Нгуена, Спивака и Шкловского, основанной на подавлении магнитным полем интерференции прыжковых путей локализованных носителей [46, 47].

В работе предложена модель, объясняющая наблюдаемое универсальное поведение МС. Мы предполагаем, что образцы с высокой плотностью Ge островков содержат кластеры близко расположенных КТ с диффузионной проводимостью ("металлические включения"), встроенные в основной материал с прыжковой проводимостью. Состояния внутри кластеров делокализованы, транспорт внутри кластеров диффузионный. Кластеры соединены в перколяционную сетку, по которой осуществляется прыжковая проводимость. Перенос заряда по массиву КТ представляется как комбинация диффузионной проводимости G_c внутри кластеров и прыжковой проводимости G_h между кластерами; отрицательное магнетосопротивление обусловлено подавлением магнитным полем слабой локализации, возникающей внутри кластеров, причем длиной, ограничивающей квантовую интерференцию, является не только длина сбоя фазы, но и размер кластера. Данная модель обеспечивает разумную интерпретацию экспериментальных данных для образцов, в которых проводимости G_h and G_c значительно отличаются, что является существенным для использования модели эффективной среды. Для данных образцов удалось количественно воспроизвести немонотонную зависимость сопротивления от магнитного поля. Оценены характерные длины: длина свободного пробега дырок, размеры кластеров, длина сбоя фазы. Показано, что данная модель адекватно описывает поведение магнетосопротивления для режима промежуточной проводимости, для описания которой обычно не существует строгих теорий.

Третья глава посвящена исследованию нестационарных процессов в массиве КТ.

Для возбуждения системы использовалось освещение образцов и подача на структуру импульсов высокого электрического поля. Показано, что воздействие света с длиной волны 0,9-1,8 мкм приводит к фотопроводимости, кинетика которой неэкспоненциально медленна (с характерными временами $10^2 - 10^4$ с при $T=4,2$ К) как при включении, так и после выключения света. В структурах без КТ фотопроводимость всегда положительна, в то время

как фотопроводимость массива КТ может иметь как положительный, так и отрицательный знак в зависимости от исходного заполнения КТ дырками. Наблюдается эффект остаточной фотопроводимости, при этом проводимость после релаксации отличается более чем на 80% от исходных значений. Фотопроводимость с неэкспоненциальной кинетикой наблюдается вплоть до длины волны $\lambda = 1,8$ мкм, пороговая энергия кванта света, инициирующего фотопроводимость, зависит от заполнения КТ дырками.

Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что основным механизмом, обуславливающим кинетику фотопроводимости при освещении, является изменение среднего заполнения КТ дырками. Предложена модель, позволяющая определить зависимость проводимости от концентрации носителей в точках, выяснить, как изменяется концентрация дырок при поглощении квантов света, определить функцию, описывающую процесс восстановления проводимости системы после выведения ее из равновесия. В случае облучения светом с энергией кванта, большей ширины запрещенной зоны кремния, поглощение фотона приводит к формированию электрон-дырочной пары. Электрон рекомбинирует с дырками в КТ, положительный заряд которых затрудняет захват дырок. В результате рекомбинации электрона с равновесной дыркой в КТ заряд в точке уменьшается, вызывая изменение проводимости. При этом барьер для захвата неравновесных дырок понижается за счет снижения концентрации дырок в КТ. Когда потоки электронов и дырок в КТ сравниваются, наступает стационарное состояние. Показано, что экспериментальные данные объясняются только при условии нелинейной связи между концентрацией дырок в точках и проводимостью. Функция, определяющая захват дырок, хорошо описывается экспоненциальной зависимостью, что предполагает наличие потенциального барьера для процесса восстановления исходного состояния системы. Получена зависимость релаксационной функции от интенсивности освещения, показано, что при равном заполнении КТ дырками проводимость тем больше, чем больше степень возбуждения системы. Данный результат объяснен наличием дополнительного вклада в увеличение проводимости при освещении, связанного с повышением подвижности в более возбужденной системе.

Наряду с влиянием освещения, исследовалось поведение проводимости после возбуждения импульсами высокого напряжения в образцах с экранированием кулоновского взаимодействия и без экранирования. Экранирование осуществлялось с помощью металлической плоскости, расположенной на некотором расстоянии от слоя КТ [48].

Как после приложения импульса напряжения, переводящего систему в неомический режим, так и после его снятия, наблюдалась медленная неэкспоненциальная кинетика проводимости. Для образцов с экраном зависимость $G(t)$ описывалась растянутым экспоненциальным законом (законом Кольрауша): $G(t) = A \exp(-t/\tau)^\beta$, $\beta = 0,17$ (либо логарифмическим законом), а τ практически не зависело от подаваемого напряжения. Релаксационные кривые, полученные при различных значениях напряжения в импульсе, после линейных преобразований по оси проводимости совпадают друг с другом. Для образцов без экрана наблюдается зависимость характера релаксации от уровня возбуждения, в законе Кольрауша экспонента становится равна 0,66, а τ линейно зависит от напряжения возбуждения.

Чтобы восстановить функцию распределения скоростей релаксации $N(w)$, было прове-

дено обратное преобразование Лапласа над функциями, описывающими экспериментальные релаксационные кривые. Сильное различие функций $N(w)$ при малых временах для образцов с экраном и без него свидетельствует о том, что модель параллельных каналов, а не иерархическая модель Палмера [49] описывает релаксационные процессы в системе с КТ. При этом взаимодействие замедляет динамику системы, подавляя быстрые каналы релаксации и добавляя медленные.

В **четвертой главе** приводятся результаты исследования механизма проводимости в пористом аморфном кремнии (а-ПК). Использовался аморфный кремний двух видов: созданный бомбардировкой ионами Ge^+ в кристаллический Si и осажденный в сверхвысоковакуумной установке МЛЭ. Электрохимическое травление аморфного кремния проводилось в 42% растворе $\text{HF}:\text{H}_2\text{O}:\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$ (1:1:2). Структуры с различным дефицитом плотности материала создавались при варьировании плотности анодного тока в диапазоне $5 - 30 \text{ mA}\cdot\text{cm}^{-2}$, время травления изменялось от 6 до 24 с. Толщины слоев пористого кремния L , созданного таким методом, составляли величины $L = 60 - 210 \text{ nm}$ с пористостью до 70%.

Для нелегированных слоев а-ПК наблюдаются два режима прыжковой проводимости: при высоких температурах $170 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$ энергия активации $W(T)$ уменьшается с понижением температуры; в области низких температур $W(T)$ практически не изменяется с температурой. Низкотемпературная проводимость объяснена переходом к одномерному транспорту, который происходит, когда длина прыжка сравнивается с диаметром кремниевых столбов. Проводимость при высоких температурах описывается эффективной размерностью, зависящей от размерности объемного материала и фрактальной поверхности кремниевого скелета. Исходя из того, что волновые функции электронов на фрактальной поверхности суперлокализованы, определена эффективная размерность системы для структур с разной степенью пористости и разным способом приготовления а-Si. Показано, что по мере роста степени пористости P относительный вклад объема уменьшается, и размерность проводящего канала определяется фрактальным строением поверхности (степень пористости около 45%). В структурах с пористостью порядка 70 – 80% кремниевые области вырождаются в тонкие одномерные каналы, при этом, по-видимому, происходит выглаживание поверхности пор и уменьшение ее вклада в проводимость системы. В зависимости от способа приготовления материала, получены разные значения температуры перехода к одномерной проводимости T^* , определяющейся разной плотностью состояний.

Были исследованы релаксационные явления в пористом аморфном кремнии. После подачи на а-ПК ступеньки напряжения $V_0 = 10 - 50 \text{ mV}$ была обнаружена долговременная релаксация тока. Подобное поведение наблюдалось для обеих полярностей напряжения на структурах а-ПК с различной пористостью при комнатной температуре. Анализ релаксационных кривых показал, что время релаксации существенно превышает максвелловское время τ_M для данной структуры, кинетика релаксации неэкспоненциальна и, следовательно, описывается распределением времен переходов. Поскольку термолизация возбужденных электронов сопровождается однофононными процессами, предполагается, что дисперсия времен определяется только функцией распределения длин прыжков $F(r)$ включенных в движение инжектированных электронов. Тогда функция, описывающая релаксацию нестационарной

компоненты тока, будет иметь вид:

$$\Delta I(t) = \int_0^{\infty} dr F(r) \exp \left[-t/\tau_0 e^{-2(r/a)^\zeta} \right] \quad (1)$$

Была решена обратная задача – $F(r)$ была извлечена из экспериментальных данных для образцов с разной пористостью и разными законами затухания волновых функций. Показано, что распределение $F(r)$ имеет пик вблизи $r^* = 4,2-4,3$ нм для $\zeta = 1,9$. В этом случае величина r^* оказалась очень близка к наиболее вероятному расстоянию между локализованными состояниями $r_0 = 4,2$ нм, определенному из данных по плотности дефектов, полученной с помощью метода электронного парамагнитного резонанса. Слабый разброс длин прыжков и практически отсутствие зависимости максимума $F(r)$ от температуры в области 200 – 250 К означает, что возбужденные носители опускаются вниз по энергии последовательными прыжками по ближайшим соседям. Предполагается, что такая универсальная кривая представляет распределение расстояний между соседними суперлокализованными состояниями (оборванными связями) на поверхности а-ПК.

Для того, чтобы выявить на опыте существование различных каналов проводимости, было проведено исследование подавления и восстановления проводимости в среде с фрактальной размерностью.

Подавление фрактального канала проводимости производилось с помощью постгидрогенизации структур в водородной плазме. Известно [51], что атомарный водород пассивирует оборванные связи путем образования связи $Si - H$. Время и температура ($T = 200$ °С) обработки соответствовали условию, когда H^+ не проникает в объем а-Si, а только взаимодействует с оборванными связями на фрактальной поверхности

В образцах, обработанных в течении 15 – 20 минут, показатель степени в температурной зависимости проводимости $x \approx 0.25$. Это означает, что проводимость следует закону Мотта в евклидовом пространстве с размерностью, равной трем, что свидетельствует о полном подавлении канала проводимости по состояниям поверхности с фрактальной структурой из-за пассивации поверхностных состояний водородом.

Плазменная обработка приводит к замедлению процесса релаксации и к уменьшению величины нестационарного тока. Оба этих обстоятельства легко объясняются подавлением поверхностного канала проводимости вследствие уменьшения концентрации суперлокализованных состояний на поверхности с фрактальной структурой. Поскольку скорости туннельных переходов экспоненциально сильно зависят от расстояния между состояниями и, следовательно, от их концентрации, то устранение оборванных связей должно препятствовать процессу установления стационарного тока в системе. Величина избыточного тока в системе определяется числом носителей, возбужденных на состояния, лежащие выше уровня Ферми. Уменьшение концентрации этих состояний в гидрогенизированном материале естественно приводит к замедлению процесса релаксации и к уменьшению нестационарного тока. После 30 минут обработки не удается зафиксировать изменение тока от времени в пределах чувствительности измерений. Нагрев а-Si:H в вакууме 10^{-4} Па при температуре 400 °С в течении 25 минут приводит практически к полному восстановлению величины проводимости, ее температурной зависимости и кинетики релаксации тока. Этот результат свидетельствует

о том, что доминирующим вкладом в подавление фрактальных свойств пористого кремния при плазменной обработке является обратимый процесс пассивации поверхностных состояний водородом.

В пятой главе рассматриваются вопросы прыжкового транспорта в мезоскопических структурах на основе аморфного кремния. В первом параграфе обсуждается модель "тонкой пленки", представленная авторами [31] для описания проводимости тонкой аморфной пленки. Во втором параграфе описаны способы приготовления аморфного слоя и процесс изготовления микроструктуры. Далее приводятся результаты исследования функции распределения проводимости по образцам, которые сравниваются с функциями распределения, полученными авторами [35] при изменении уровня Ферми на одном и том же образце. Таким образом подтверждается гипотеза эргодичности о независимости функции распределения от того, получена ли она усреднением микроуровней одного образца либо усреднением по образцам.

В ходе измерений проводимости при комнатной температуре тонких слоев $a\text{-Si}$, изготовленных на одной пластине кремния, было обнаружено, что величина $\ln G$ меняется от образца к образцу в интервале от -16 до -4. Число анализируемых образцов одинаковой толщины и площади было порядка 100. Показано, что проводимость тонких слоев существенно превышает величину G толстой пленки. Это обстоятельство свидетельствует о появлении при малых толщинах проводящих цепочек дефектов, шунтирующих бесконечный кластер, число которых сильно варьируется от образца к образцу. Даже небольшое изменение толщины пленки $a\text{-Si}$ приводит к значительному изменению проводимости, поскольку вероятность образования таких цепочек экспоненциальным образом зависит от L [30]. Так, наблюдается смещение максимума функции распределения на полтора порядка в область высоких проводимостей при уменьшении толщины пленки от 44 до 33 нм. Наряду со сдвигом максимума функции распределения, изменяется и ее форма. В отличие от симметричной δ -образной гистограммы толстой пленки, в случае более тонкой пленки ($L = 33$ нм), "хвост" $f(\ln G)$ затянут в область малых проводимостей. Такая ситуация специфична только для одномерного случая и свидетельствует о прыжковом переносе заряда по небольшому числу (~ 1) одномерных цепочек дефектов. Поскольку основной вклад в сопротивление цепочки вносят несколько наибольших сопротивлений, а линии тока не могут обходить эти высокоомные участки, то доля "плохо" проводящих образцов велика, что и отражается в функции распределения. Для $a\text{-Si}$ с $L = 44$ нм более плавный спад гистограммы наблюдается в области больших проводимостей, поскольку прохождение тока через структуру становится многоцепочечным и полная проводимость образца равна сумме обратных сопротивлений цепочек.

Количественное сравнение гистограмм распределения логарифма проводимости с предсказаниями теории [52] показало хорошее соответствие экспериментальных и теоретических данных. Доказательством гипотезы эргодичности некогерентных мезоскопических флуктуаций является тот факт, что аналогичными функциями удается аппроксимировать флуктуации логарифма проводимости полевого GaAs транзистора, наблюдавшиеся при варьировании затворного напряжения на одном и том же образце [36].

В работах [53, 54] был получен ответ на вопрос, чем конкретно различаются разные ме-

зоскопические цепочки в различных микроструктурах. В случае, когда число прыжков в цепочке мало, измерения температурной зависимости проводимости позволяют получить информацию о конфигурации проводящих цепочек. В соответствии с теоретической работой [55], при выполнении условия

$$N \leq (L/\xi_{loc})^{1/3}, \quad (2)$$

где N – число состояний в цепочке, проводимость зависит от температуры не по экспоненциальному, а по степенному закону:

$$G(T) \propto T^{N-2/(N+1)}. \quad (3)$$

Точное выражение для среднего числа состояний в мезоскопической цепочке было получено в работах [30, 31]:

$$\langle N \rangle = \lambda^{-1} \ln \left(\frac{S}{L\xi_{loc}} \right) - 1. \quad (4)$$

Анализ экспериментальных данных показал, что для площади контакта $S = 2 \times 2$ мкм² и толщины пленки $L = 28$ нм перенос заряда осуществляется не по оптимальным, а по наиболее проводящим из имеющихся под контактом цепочкам, число которых порядка единицы. В этом случае величина $\langle N \rangle$ представляет собой число состояний в лидирующей цепочке, усредненное по всевозможным ее конфигурациям. Для этих структур действительно наблюдается степенная температурная зависимость проводимости с показателем степени, уменьшающимся при понижении температуры. Аппроксимация экспериментальных данных $G(T)$ формулой (3) позволила определить число состояний в цепочке. Для всех образцов и в различных интервалах температур величина N имеет значение, близкое к целочисленному, что свидетельствует в пользу цепочечного механизма переноса заряда, используемого нами для объяснения особенностей проводимости тонких аморфных пленок. “Мезоскопичность” цепочки проявляется в том, что дискретность изменения числа состояний в ней, оставаясь целой величиной, меняется при понижении температуры. Например, последовательность изменения N для одного образца есть $6 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$, а для другого: $12 \rightarrow 7 \rightarrow 5$. Причиной реорганизации цепочки является увеличение длины прыжка электрона при понижении температуры. В более толстых пленках а-Si ($L = 33$ нм), в большинстве образцов G экспоненциально меняется с температурой. Это обстоятельство обусловлено тем, что в цепочке с большим числом звеньев велика вероятность появления состояния, отличающегося по энергии от остальных на величину, превышающую kT , и преодолеваемого электроном с поглощением фонона.

В пределе низких температур ($T < 40 - 60$ К) цепочка вырождается в канал, состоящий только из одного локализованного состояния. В этом случае перенос заряда осуществляется путем непрямого резонансного туннелирования с участием этого состояния. Исследование вольтамперных характеристик системы в режиме резонансного туннелирования позволяет получить информацию об энергетическом спектре электронных состояний мезоскопического образца. При напряжениях, соответствующих равенству энергии инжектированного из контакта электрона энергии локализованного в а-Si состояния, на вольтамперной характеристике микроконтакта появляется ступень, а на ее производной – пик. Исследование дифференциальной проводимости dI/dV проводилось на частоте 11-178 Гц по модуляционной мето-

дике с использованием синхронного детектирования первой гармоники. Амплитуда модуляции составляла 0,1-0,4 мВ. Это позволило изучить энергетическое распределение резонансных состояний в различных микроструктурах и показать, что в разных микроструктурах реализуются различные наборы локализованных состояний, ответственных за резонансные процессы.

Колебания проводимости при изменении напряжения смещения наблюдались только в области температур, соответствующих цепочке с $N = 1$. Согласно экспериментальным данным, переход к режиму проводимости по каналам, состоящим из двух локализованных состояний, осуществляется при температуре ≈ 60 К. Именно при таких температурах и исчезают резонансные пики. Отсутствие зависимости положения пиков от температуры позволяет исключить из рассмотрения эффекты неомического прыжкового транспорта и связать особенности вольт-амперных характеристик с энергетическим положением локализованных в a-Si состояний.

Исследованы мезоскопические флуктуации электронного спектра, возникающие под действием внешних факторов. Изменение спектра туннелирования происходило после одно- и двукратно выполненной процедуры отогрева образца до 300 К и последующего охлаждения до 4,2 К, а также после приложения импульса электрического поля напряженностью 10^6 В/см и длительностью 2 секунды при $T=4,2$ К. В основе такого поведения лежат локальные флуктуации потенциала, в ямах которого локализованы электроны, и вызванная этим перестройка электронного спектра.

Воздействие светом с максимумом излучения на длине волны $\lambda = 670$ нм приводило к появлению новой линии в зависимости дифференциальной проводимости от напряжения при $V \approx 0,1$ В, что соответствует появлению нового уровня в электронном спектре с энергией $E_f + eV/2 = E_f + 50$ мэВ, которое мы связываем с светоиндуцированным появлением оборванных связей.

При комнатной температуре поведение проводимости во времени имеет вид телеграфного сигнала: величина проводимости испытывает случайные переключения между двумя дискретными значениями. Оказалось, что:

1. Телеграфный шум (ТШ) наблюдался в 36 структурах из 150-ти, подвергавшихся отжигу в атмосфере водорода, и полностью отсутствовал в образцах, отожженных в вакууме.
2. Относительная величина амплитуды флуктуаций, усредненная по образцам, уменьшается от 10% для $L = 28$ нм до 0,5% для $L = 44$ нм; уменьшение размера контактных площадок от 8×8 мкм² до 2×2 мкм² сопровождается увеличением $\Delta G/G$ от 3% до 10%. В структурах с аморфным слоем толщиной 20 нм и площадью контакта $0,5 \times 0,5$ мкм² амплитуда флуктуаций составляет 25%.
3. Время жизни системы в двух различных по проводимости состояниях не зависит от геометрических размеров, удельного сопротивления образцов и составляет при комнатной температуре величину $\tau^{(2)} = 1-30$ с.

4. С частотой на 1-2 порядка меньшей (времена $\tau^{(3)} = 10^2-10^3$ с) наблюдается переключение в третье состояние, еще реже в четвертое.

Обнаруженные переключения тока были объяснены флуктуациями туннельной прозрачности потенциального барьера для одного или нескольких прыжков на лидирующей цепочке, происходящими благодаря изменениям конфигурации потенциала вблизи цепочки. Поскольку число звеньев в цепочке растет с увеличением толщины пленки и площади контакта, то относительная величина флуктуаций проводимости всей цепочки, вызванная изменением сопротивления одного звена, уменьшается с ростом L и S . Энергии активации времен переходов в двух состояниях оказались порядка 1 эВ, что характерно для локальных перестроек атомных конфигураций. Наиболее вероятным претендентом на роль двухуровневых систем, ответственных за образование метастабильных дефектов, являются комплексы *слабая Si-Si связь/Si-H связь*, число которых, по нашим оценкам, $n_{TLS} = 4 \times 10^{18}$ см⁻³, что хорошо согласуется с концентрацией “активных” водородосодержащих комплексов.

Исследования ТШ в условиях освещения структур [56] подтвердили вывод об определяющей роли водорода в формировании двух-уровневых систем в аморфном кремнии. Показано, что освещение структур белым светом приводит к увеличению частоты флуктуаций тока ν , а увеличение потока частиц ускоряет процесс дискретной перестройки системы. Оценки показали, что элементарное изменение конфигурации дефекта изменяет проводимость не одной, а сразу трех – четырех цепочек, тогда пространственную протяженность изменений достигает величины ~ 250 нм.

Шестая глава посвящена исследованию флуктуаций тока в мезоскопических структурах с КТ. Для создания мезоскопических структур использовалась фото- и электронная литография², размеры структур составляли величины 20 – 200 нм. Показано, что в структурой с малыми размерами проводимость изменяется во времени дискретными шагами. Для того, чтобы отличать свето-индуцированные переключения от темнового шума, были подсчитаны частоты переключений при разных пороговых (дискриминационных) уровнях амплитуды флуктуаций. Оказалось, что амплитуда темновых флуктуаций не превышают $4 \pm 10\%$ для всех образцов, в то время как величины переключений при облучении светом достигают величин более 100%. Чтобы определить, связаны ли флуктуации проводимости с поглощением отдельных фотонов, был проведен подсчет количества переключений при разных интенсивностях света I при амплитуде флуктуаций, превышающей 10%. Оказалось, что число переключений линейным образом изменяется с потоком фотонов, что является характерным отличием однофотонного процесса. Результаты импульсного облучения светом подтверждают тот факт, что флуктуации проводимости обусловлены поглощением одиночных фотонов. Показано, что каждый импульс вызывает одиночное переключение в проводимости при поглощении структурой несколько фотонов на импульс. Следовательно, получена достаточно высокая внутренняя эффективность фотодетектора.

Не только масштабирование может привести к переходу от макроскопического поведе-

²Изготовление мезоскопических структур осуществлялось в Peter Gruenberg Institute, Forschungszentrum Julich, Germany

ния фотопроводимости массива КТ к проводимости по мезоскопической подсетке. В принципе, он должен наблюдаться в одном и том же образце при изменении температуры, поскольку уменьшение температуры, согласно [3], приводит к увеличению L_c . Среднеквадратичная амплитуда флуктуаций тока в мезоскопической системе связана с корреляционным радиусом L_c [3] и, следовательно, должна отражать его температурную зависимость. В данных исследованиях проанализировано изменение средней амплитуды флуктуаций при изменении температуры. Среднеквадратичная амплитуда вычислялась как

$$A = \sqrt{\frac{\int_{D_{min}}^{\infty} \frac{df(D)}{dD} dD \cdot D^2}{\int_{D_{min}}^{\infty} \frac{df(D)}{dD} dD}}, \quad (5)$$

где $f(D)$ – число флуктуаций при определенном уровне дискриминации D , D_{min} – типичный уровень темнового шума, определенный независимо для каждой температуры ($\leq 10\%$). Показано, что при повышении температуры от 4,2 до 15 К существенно уменьшается амплитуда флуктуаций, становясь практически сравнимой с темновым шумом при 18-20 К. Экспериментальные данные зависимости среднеквадратичной амплитуды флуктуаций от температуры хорошо описываются степенной функцией с показателем степени -0,93, что близко к теоретически предсказанному показателю -0,87. Соответственно, экспериментальная зависимость $L_c(T)$ будет иметь вид $L_c \propto A^\nu \approx T^{-1,24}$ ($\nu=1,34$ в 2D), что в пределах точности экспериментальных данных согласуется с теоретической зависимостью $L_c(T)$. Если предположить, что температура 20 К соответствует срыву мезоскопического режима, когда радиус корреляции становится сравним с характерным размером образца (~ 25 нм), то аппроксимация к температуре 4,2 К дает оценку $L_c \sim 0,13$ мкм.

Таким образом, увеличение температуры в образцах мезоскопических размеров с массивом КТ стимулирует уменьшение амплитуды флуктуаций прыжковой проводимости, вызываемых освещением, вплоть до перехода к макроскопическому режиму.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы работы.

1. Анализ температурных зависимостей проводимости, неомической проводимости и скейлинговой гипотезы для массивов туннельно связанных квантовых точек с широким диапазоном изменения структурных параметров позволил установить границы проводимости, разделяющие режим слабой и сильной локализации. Определена область промежуточной проводимости ($0,4e^2/h > G > 10^{-2}e^2/h$), которая не описывается известными теоретическими моделями. Установлено, что кулоновское взаимодействие стимулирует переход от локализованного к распространённому состоянию носителей заряда.
2. Обнаружен универсальный характер поперечного магнетосопротивления в структурах с квантовыми точками вне зависимости от степени локализации носителей заряда. В слабых магнитных полях наблюдается отрицательное магнетосопротивление, которое переходит в положительное с увеличением поля. Предложена количественная модель,

описывающая магнетосопротивление в рамках приближения эффективной среды, которая состоит из кластеров наноостровков с диффузионной проводимостью, соединенных прыжковыми переходами в диэлектрической матрице. Отрицательное магнетосопротивление связывается с разрушением слабой локализации в кластерах близко расположенных квантовых точек, при этом интерференция лимитируется как неупругими процессами, так и размером кластера. Положительное магнетосопротивление описывается сжатием волновых функций в магнитном поле даже для образцов с диффузионной проводимостью в нулевом магнитном поле.

3. Обнаружена знакопеременная фотопроводимость при облучении массива квантовых точек Ge в Si светом с длиной волны 0,9-1,8 мкм. Величина и знак фотопроводимости, а также пороговая энергия фотонов, вызывающих фотопроводимость, зависят от исходной концентрации дырок в квантовых точках, причем пороговая энергия значительно больше характерной энергии активации прыжковой проводимости. Результаты свидетельствуют об определяющем вкладе в возникновение фотопроводимости изменения заполнения квантовых точек дырками. Релаксационная функция, определяющая захват дырок положительно заряженными квантовыми точками, хорошо описывается экспоненциальной зависимостью, что предполагает наличие потенциального барьера для процесса восстановления исходного состояния системы. Показано, что при одинаковом заполнении квантовых точек дырками проводимость тем больше, чем больше степень возбуждения системы. Данный результат объяснен наличием дополнительного вклада в увеличение проводимости при освещении, связанного с повышением подвижности в более возбужденной системе.
4. Наблюдается неэкспоненциальный процесс восстановления тока после возбуждения структуры с квантовыми точками импульсами высокого напряжения. На основе сравнения кинетики релаксации в структурах с экранированием кулоновского взаимодействия и без экранирования сделан вывод, что релаксация тока происходит по параллельным каналам переноса заряда. Установлено, что кулоновское взаимодействие замедляет процессы восстановления проводимости, подавляя наиболее быстрые туннельные переходы между локализованными состояниями.
5. Показано, что в результате электрохимического травления аморфного кремния образуется пористый материал с поверхностью, характеризующейся самоподобной структурой. Наличие суперлокализованных состояний электронов приводит к тому, что перенос заряда по поверхности кремниевых столбов определяется фрактальной размерностью, зависящей от пористости материала. Увеличение степени пористости до 70% приводит к выглаживанию поверхности пор и исчезновению поверхностной проводимости. Пассивация оборванных связей на поверхности при обработке а-ПК в водородной плазме подавляет вклад проводимости по фрактальной поверхности пористого кремния, проявляющийся в исчезновении вклада фрактальной размерности в общую размерность системы, уменьшении нестационарного тока и замедлении процессов релаксации тока.

6. При исследовании мезоскопических структур на основе a-Si экспериментально получены гистограммы, характеризующие распределение сопротивлений электронных переходов в неупорядоченной системе с беспорядком некулоновской природы. Показано, что вследствие экспоненциально сильного разброса вероятностей электронных прыжков между локализованными состояниями топологическая организация токовых путей в слоях аморфного кремния толщиной 20-44 нм и площадью электрического контакта 0,25-64 мкм² представляет собой одномерные цепочки локализованных состояний, число которых порядка единицы. Установлено, что проводимость микроструктур определяется конкретной реализацией локализованных состояний в наиболее проводящих цепочках и поэтому флуктуирует от образца к образцу на величину порядка 100%.
7. Установлено, что в коротких цепочках (толщина пленки аморфного кремния ≤ 28 нм) проводимость становится безактивационной и подчиняется степенному закону, где показатель степени определяется только числом состояний, формирующих наиболее проводящие цепочки. Обнаружена перестройка проводящих цепочек при варьировании температуры, заключающаяся в уменьшении числа составляющих ее звеньев. Дискретность изменения числа звеньев в цепочке имеет целочисленное значение и флуктуирует при понижении температуры.
8. В мезоскопических структурах на основе a-Si обнаружены двухуровневые спонтанные и стимулированные светом переключения тока (телеграфный шум) величиной до 25%. Предложен механизм переключений, в основе которого лежат флуктуации вероятностей переходов для одного или нескольких прыжков на наиболее проводящей цепочке вследствие перестроек комплексов "слабая Si-Si связь/Si-H связь", представляющих собой двухуровневые системы. Определена величина локального коэффициента диффузии водорода при комнатной температуре в a-Si $D \approx 2,5 \times 10^{-17}$ см²/с, отвечающего элементарному акту миграции. Установлено, что единичный акт образования и исчезновения метастабильного дефекта приводит к реорганизациям в системе на масштабах до 250 нм.
9. Исследован переход от макроскопического поведения фотопроводимости массива квантовых точек к проводимости по мезоскопической подсетке как при уменьшении размеров проводящего канала, так и при уменьшении температуры. Мезоскопические переключения тока наблюдаются в структурах с размерами проводящего канала 25-100 нм. Амплитуда и частота переключений зависят от размеров системы, амплитуда достигает величины 70-100% при темновом шуме, не превышающем 10%. Число переключений линейно зависит от мощности падающего света, что в совокупности со ступенчатым изменением проводимости при возбуждении импульсами света указывает на однофотонный режим фотопроводимости. Амплитуда флуктуаций уменьшается с повышением температуры от 4,2 до 15 К и не превышает темнового шума при температуре 18-20 К. Из соответствия размеров структуры и температуры перехода оценен корреляционный радиус, который при 4,2 К составил 130 нм.

Список основных работ автора по теме диссертации.

1. Н. П. Степина, А. И. Якимов, А. В. Ненашев, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров. *Прыжковая фотопроводимость и ее долговременная кинетика в гетеросистеме с квантовыми точками Ge в Si*. – Письма в ЖЭТФ, 2003, т. 78, вып. 9, 1077-1081.
2. N. P. Stepina, A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, A. V. Nenashev, and A. I. Nikiforov. *Non-equilibrium transport in arrays of type-II Ge/Si quantum dots*. - Phys. Stat. Sol.(c), 2004, v. 1, 21-24.
3. N. P. Stepina, A. I. Yakimov, A. V. Nenashev, A. V. Dvurechenskii, A. V. Peregoedov, and A. I. Nikiforov. *Hopping photoconductivity and its long-time relaxation in two-dimensional array of Ge/Si quantum dots*. - Phys. Stat. Sol.(c), 2005, v.2, 3118-3121.
4. Н. П. Степина, А. И. Якимов, А. В. Ненашев, А. В. Двуреченский, Н. А. Соболев, Д. П. Лейтао, В. В. Кириенко, А. И. Никифоров, Е. С. Коптев, Л. Перейра, М. С. Кармо. *Фотопроводимость по массиву туннельно связанных квантовых точек Ge/Si*. ЖЭТФ, 2006, т. 1, № 7, 1-10.
5. N. P. Stepina, E. C. Koptev, A. V. Nenashev, A. V. Dvurechenskii, and A. I. Nikiforov. *Effect of screening on slow relaxation of excess conductance in two-dimensional array of tunnel-coupled quantum dots*. - Physica status solidi (c), 2008, v. 5, No. 3, 689–693.
6. N. P. Stepina, E. C. Koptev, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov. *The transition from strong to weak localization in two-dimensional array of Ge/Si quantum dots*. - Microelectronics Journal, 2009, v. 40, 766–768.
7. N. P. Stepina, E. C. Koptev, A. V. Dvurechenskii, and A. I. Nikiforov. *Strong to weak localization transition and two-parameter scaling in a two-dimensional quantum dot array*. - Phys. Rev. B, 2009, v. 80, 125308 (1-8).
8. N. P. Stepina, E. C. Koptev, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov, D. Gruetzmacher., J. Moers and Gerharz. *Photo-induced conductance fluctuations in mesoscopic Ge/Si systems with quantum dots*. - J. Phys.: Conf. Ser., 2010, v. 245, № 1, 012034.
9. J. Moers, N. P. Stepina, J. Gerharz E. C. Koptev, A. I. Nikiforov, A. V. Dvurechenskii, D. Gruetzmacher. *Single photon detection by means of SiGe-quantum dot arrays*. - Proceeding of 8th International Conference on Advanced Semiconductors Devices and Microsystems ASDAM 2010, pp. 9-12, ISBN: 978-1-4244-8572-7, IEEE Catalog Number: CPF10469-PRT, Editors J. Breza, D. Donoval, E. Vavrinsky.
10. N. P. Stepina, E. C. Koptev, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov, J. Gerharz, J. Moers, and D. Gruetzmacher. *Giant mesoscopic photoconductance fluctuations in Ge/Si quantum dot system*. - Appl. Phys. Lett., 2011, v. 98, 142101-142103.
11. N. P. Stepina, E. C. Koptev, A. G. Pogosov, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov, E. Yu. Zhdanov. *Magnetoresistance in two-dimensional array of Ge/Si quantum dots*. - Journal of Physics: Conference Series, 2012, v. 376, 012016.
12. N. P. Stepina, E. C. Koptev, A. G. Pogosov, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov, E. Yu. Zhdanov and Y. M. Galperin. *Universal behavior of magnetoresistance in quantum dot arrays with different degree of disorder*. - J. Phys.: Condens. Matter, 2013, v. 25, 505801.
13. Н. П. Степина, В. Вальковский, А. В. Двуреченский, J. Moers, and D. Gruetzmacher. *Мезоскопические структуры с квантовыми точками Ge в Si для однофотонных детекторов*. - Автометрия,

2014, т. 50, № 3, 62.

14. Н. П. Степина, И. А. Верхушин, А. В. Ненашев, А. В. Двуреченский. *Температурно-стимулированный переход от макро- к мезоскопическому поведению в прыжковой проводимости по ансамблю квантовых точек*. - Письма в ЖЭТФ, 2015, т. 102, в. 5, 344-347.

15. A. I. Yakimov, N. P. Stepina, A. V. Dvurechenskii, L. A. Scherbakova. *Low-Dimensional hopping conduction in porous amorphous silicon*. - Physica B, 1994, v. 205, 298-304.

16. A. I. Yakimov, N. P. Stepina, A. V. Dvurechenskii, C. J. Adkins, V. A. Dravin. *Current-voltage characteristics of porous amorphous $Si_{1-x}Mnx$ in the one-dimensional hopping regime*. - Phil. Mag. Lett., 1996, v. 73, 17-26.

17. А. И. Якимов, Н. П. Степина, А. В. Двуреченский, Л. А. Щербакова, А. И. Никифоров. *Электрические свойства фрактальных систем на основе пористого аморфного кремния*. - ЖЭТФ, 1996, т. 110, в. 1, 322-333.

18. А. И. Якимов, Н. П. Степина, А. В. Двуреченский, Л. А. Щербакова. *Подавление канала проводимости и эффектов суперлокализации в пористом $a-Si:H$* . - ЖЭТФ, 1997, 112, в. 3(9), 926-936.

19. A. I. Yakimov, N. P. Stepina, A. V. Dvurechenskii. *Stretched-exponential conductivity relaxation and $-1/f$ noise on fractal networks of porous amorphous silicon*. - Phys. Low-Dim. Struct., 1998, v. 5/6, 111-130.

20. A. V. Dvurechenskii, A. I. Yakimov, N. P. Stepina. *Mesoscopic Phenomena in $a-Si$ Based Microstructures*. - Phys. Stat. Sol. (b), 1998, v. 205, 193-198.

21. А. И. Якимов, Н. П. Степина, А. В. Двуреченский. *Мезоскопические эффекты в прыжковой проводимости тонких слоев аморфного кремния, полученных ионным облучением*. - ЖЭТФ, 1992, т. 102, вып. 6, 1882-1890.

22. A. I. Yakimov, N. P. Stepina, A. V. Dvurechenskii. *Hopping conduction and resonant tunnelling in amorphous silicon microstructures*. - J. Phys: Condens. Matter, 1994 v. 6, 2583-2594.

23. A. I. Yakimov, N. P. Stepina, A. V. Dvurechenskii. *Spontaneous fluctuations of variable-range hopping current in amorphous silicon microstructures*. - Physics Letters A, 1993, v. 179, 131-134.

24. A. I. Yakimov, N. P. Stepina, A. V. Dvurechenskii. *Incoherent phenomena in amorphous silicon microstructures*. - Phys. Low-Dim. Struct., 1994, v. 6, 75-92.

25. A. I. Yakimov, N. P. Stepina, A. V. Dvurechenskii. *Inelastic resonant tunneling in amorphous silicon microstructures*. - Phys. Letters A, 1994, v. 194, 133-136.

26. А. И. Якимов, Н. П. Степина, А. В. Двуреченский. *Фотостимулированные мезоскопические флуктуации тока в микроструктурах на основе $a-Si$* . - Письма в ЖЭТФ, 1996, т. 64, в. 10, 674-677.

27. N. P. Stepina, A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii. *Mechanism of two-level hopping current fluctuations in mesoscopic $a-Si$ based structures*. - Phys. Stat. Sol. (b), 2000, v. 218, 155-158.

Список литературы

- [1] Имри Й. *Введение в мезоскопическую физику*. – М.: Физматлит, 2002 – 304 с.
- [2] Гантмахер В. Ф. *Электроны в неупорядоченных средах*. – М.: Физматлит, 2003 – 176 с.
- [3] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. *Электронные свойства легированных полупроводников*. – М.: Наука, 1979 – 416 с.
- [4] Mott N. F. *Conduction in glasses containing transition metals ions*. – J. Non-Cryst. Solids, 1968, v. 1, № 1, p. 1-17.
- [5] Hill R. M. *Variable range hopping*. – Phys. Stat. Sol. (a), 1976, v. 35. p. K29.
- [6] Забродский А. Г. *Прыжковая проводимость и ход плотности локализованных состояний в окрестностях уровня Ферми*. – ФТП, 1977, т. 11, с. 595-598.
- [7] Шлимак Й. С., Никулин Е. И. *Проводимость легированного германия при сверхнизких температурах*. – Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 30-33.
- [8] Якимов А. И., Двуреченский А. В., Никифоров А. И., Блошкин А. А. *Бесфононная прыжковая проводимость в двумерных слоях квантовых точек*. – Письма в ЖЭТФ, 2003, т. 77, № 7, p. 445–449.
- [9] Anderson P. W. *Absence of Diffusion in Certain Random Lattices*. – Phys. Rev. 1958, v. 109, p. 1492-1505.
- [10] Abrahams E., Anderson P. W., Licciardello D. C., Ramakrishnan T.V. *Scaling Theory of Localization: Absence of Quantum Diffusion in Two Dimensions*. – Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 673.
- [11] Kravchenko S. V., Mason Whitney E., Bowker G. E., and Furneaux J. E., Pudalov V. M., D'Iorio M. *Scaling of an anomalous metal-insulator transition in a two-dimensional system in silicon at $B = 0$* . – Phys. Rev. B., 1995, v. 51, p. 7038–7045.
- [12] Simmons M. Y., Hamilton A.R., Pepper M., Linfield E. H., Rose P. D., and Ritchie D.A., Savchenko A. K. and Griffiths T. G. *Metal-Insulator Transition at $B=0$ in a Dilute Two Dimensional GaAs-AlGaAs Hole Gas*. – Phys. Rev. Lett., 1998 v. 80, p. 1292-1295.

- [13] Simonian D., Kravchenko S. V., and Sarachik M. P., Pudalov V. M. *Magnetic Field Suppression of the Conducting Phase in Two Dimensions*. – Phys. Rev. Lett., 1997, v. 79, p. 2304-2307.
- [14] Mandelbrot B. B. *The fractal geometry of nature* – New York: Freeman, 1982.- 460 p.
- [15] Xiao-Bing Wang, Qinnng Jiang, Zhe-Hua Zhang and De-Cheng Tian. *Hopping conduction in some fractal systems*. – J. Phys.: Condens. Matter, 1995, v. 7, p. 3279-3286.
- [16] Deutcher G., Levy Y., and Souillard. B. T. *Hopping conductivity in a class of disordered systems*. – Europhys. Lett., 1987, v. 4, № 5, p. 577-582.
- [17] Koshida N., and Koyama H. *Visible electroluminescence from porous silicon*. – Appl. Phys. Lett., 1992, v. 60, № 3, p. 347-349.
- [18] Steiner P., Kozlowski F., and Lang. W. *Light-emitting porous silicon diode with an increased electroluminescence quantum efficiency*. – Appl. Phys. Lett., 1993, v. 62, № 21, p. 2700-2702.
- [19] Canham L. T. *Silicon quantum wire array fabrication by electrochemical and chemical dissolution of wafers*. – Appl. Phys. Lett., 1990, v. 57, № 10, p. 1046-1048.
- [20] Pickering C., Beale M. I. J., Robbins D. J., Pearson P. Z., and Greef R. *Optical studies of the structure of porous silicon films formed in p-type degenerate and non-degenerate silicon*. – J. Phys. C, 1984, v. 17, p. 6535-6552.
- [21] Bsiesy A., Vial J.C., Gaspard F., Herino R., Ligeon M., Muller R., Wasiela A., Halimaoui A., and Bomchil. *Photoluminescence of high porosity and of electrochemically oxidized porous silicon layers*. – Surf. Sci., 1991, v. 254, № 1, p. 195-200.
- [22] Xiao-Bing Wang, Qing Jiang, Zhe-Hua Zhang and De-Cheng Tian. *Hopping conduction in some fractal systems*. – J. Phys.: Condens. Matter, 1995, v. 7, p. 3279-3286.
- [23] Зимин С. З. *Концентрация носителей заряда в монокристаллической матрице пористого кремния*. – Письма в ЖЭТФ, 1995, т. 21, в. 24, с. 46-50.
- [24] Альтшулер Б. И. *Флуктуации остаточной проводимости неупорядоченных полупроводников*. – Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, в. 12, с. 530-533.
- [25] Lee P. A., Stone A. D. *Universal conductance fluctuations in metals*. – Phys. Rev. Lett., 1985, v. 55, № 15, p. 1622-1625.
- [26] Альтшулер Б. И., Спивак Б. З. *Изменение реализации случайного потенциала и проводимость образцов малых размеров*. – Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 42, в. 9, с. 363-365.
- [27] Альтшулер Б. И., Хмельницкий Д. Е. *Флуктуационные свойства проводников малых размеров*. – Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, в. 12, с. 530-533.

- [28] Анисович А. В., Альтшулер Б. И., Аронов А. Г., Зюзин А. Ю. *Мезоскопические флуктуации термоэлектрических коэффициентов*. – Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, в. 5, с. 237-239.
- [29] Pollak M., Hauser J.J. *Note on the Anisotropy of the Conductivity in Thin Amorphous Films*. – Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, № 21, p. 1304-1307.
- [30] Райх М. Э., Рузин И. М. *Мезоскопическое поведение температурной зависимости поперечной прыжковой проводимости аморфной пленки*. – Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 43, вып. 9, с. 437–439.
- [31] Тартаковский А. В., Фистуль М. В., Райх М. Э., Рузин И. М. *Прыжковая проводимость в контактах металл-полупроводник-металл*. – ФТП, 1987, т. 21, в. 4, с. 603–608.
- [32] Райх М. Э., Рузин И. М. *Флуктуации прозрачности случайно-неоднородных барьеров конечной площади*. – ЖЭТФ, 1987, т. 92, в. 6, стр. 2257-2276.
- [33] Лайко Е. И., Орлов А. О., Савченко А. К., Ильичёв Э. А., Полторацкий Э. А. *Отрицательное магнетосопротивление и осцилляции прыжковой проводимости короткого электронного канала в полевом GaAs-транзисторе*. – ЖЭТФ, 1987, т. 93, в. 6, с. 2204-2218.
- [34] Орлов А. О., Савченко А. К. *Мезоскопические флуктуации вольт-амперной характеристики короткого образца с прыжковой проводимостью*. – Письма в ЖЭТФ, 1988, т. 47, в. 8, с. 393-395.
- [35] Орлов А. О., Райх М. Э., Рузин И. М., Савченко А. К. *Статистические свойства мезоскопических флуктуаций проводимости короткого канала полевого GaAs-транзистора*. – ЖЭТФ, 1989, т. 96, в. 6(12), с. 2172-2184.
- [36] Orlov A. O., Raikh M. E., Ruzun I. M., Savchenko A. K. *Distribution function of hopping conductance fluctuations of a short GaAs field effect transistor channel*. - Solid State Commun., 1989, v. 72, № 7, p. 169-172.
- [37] Popovic D., Fowler A. B., Washburn S., Stiles P. J. *Conductance fluctuations in large metal-oxide-semiconductor structures in the variable-range hopping regime*. – Phys. Rev. B, 1990, v. 42, № 3, p. 1759-1762.
- [38] Popovic D., Fowler A. B., Washburn S. *Resonant tunneling and hopping through a series of localized states in a two-dimensional electron gas*. – Phys. Rev. Lett., 1991, v. 67, № 20, p. 2870-2873.
- [39] Пчеляков О. П., Болховитянов Ю. Б., Двуреченский А. В., Соколов Л. В., Никифоров А. И., Якимов А. И., Фойхтлендер Б. *Кремний-германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизм образования и электрические свойства*. – ФТП, 2000, т. 34, вып. 11, с. 1281-1299.

- [40] Lehmann V. , and Gosele U. *Porous silicon formation: A quantum wire effect.* – Appl. Phys. Lett., 1991, v. 58, № 8, p. 856-858.
- [41] Smith R. L., and Collins S. D. *Porous silicon formation mechanism.* – J. Appl. Phys., 1992, v. 75, № 8, R1-R22.
- [42] Gregora I., Champagnon D., Halimaoui A. *Raman investigation of light-emitting porous silicon layers; Estimate of characteristic crystallite dimensions.* – J. Appl. Phys., 1994, v. 75, № 6, p. 3034-3039.
- [43] Ben-Chorin M., Moller F., Koch F., Schirmacher W. and Eberhard M. *transport on a fractal: ac conductivity of porous silicon.* – Phys. Rev. B., 1995, v. 51, № 4, p. 2199-2213.
- [44] Minkov G. M., Sherstobitov A. A., Rut O. E., and Germanenko A. V. *Nonohmic conductivity as a probe of crossover from diffusion to hopping in two dimensions.* – Physica E, 2004, v. 25, № 1, p. 42-46.
- [45] Minkov G. M., Germanenko A. V., Rut O. E., Sherstobitov A. A., and Zvonkov B. N. *Giant suppression of the Drude conductivity due to quantum interference in the disordered two-dimensional system GaAs/ InxGa1xAs/GaAs.* – Phys. Rev. B, 2007, v. 75, p. 235316(1-12).
- [46] Shklovskii B. I. and Spivak B. Z. 1991 in: *Hopping transport in solid*, ed. by Pollak M. and Shklovskii B. (Elsevier Science Publishers B. V.), pp 271.
- [47] Нгуен В. Л., Спивак Б. З., Шкловский Б. И. *Туннельные прыжки в неупорядоченных системах.* – ЖЭТФ, 1985, т. 89, с. 1770-1784.
- [48] Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Adkins C. J. *Hopping transport through an ensemble of Ge self-assembled quantum dots.* – Phys. Stat. Sol. (b), 2000, v. 218, p. 99-105.
- [49] Palmer R. G., Stein D. L., Abrahams E., and Anderson P. W. *Models of Hierarchically Constrained Dynamics for Glassy Relaxation.* – Phys. Rev. Lett., 1984, v. 53, № 10, p. 958-961.
- [50] Ben-Chorin M., Ovadyahu Z., Pollak M. *Nonequilibrium transport and slow relaxation in hopping conductivity.* – Phys. Rev. B, 1993, v. 48, № 20, p. 15025-15034.
- [51] Каплан Д., в кн.: *Физика гидрогенизированного аморфного кремния*, под ред. Дж. Джоунопелоса и Дж. Люковски, Москва: Мир, 1987 –235 с.
- [52] Райх М. Э., Рузин И. М. *Мезоскопическое поведение поперечной прыжковой проводимости аморфной пленки.* – ФТП, 1988, т. 22, в. 7, с. 1262-1272.
- [53] Yakimov A. I., Stepina N. P., Dvurechenskii A. V. *Hopping conduction and resonant tunneling in amorphous silicon microstructures.* – J. Phys.: Condens. Matter, 1994, v. 6, p. 2583-2594.

- [54] Yakimov A. I., Stepina N. P., Dvurechenskii A. V. *Incoherent mesoscopic phenomena in amorphous silicon microstructures.* – Phys. Low-Dim. Struct., 1994, v. 6, № 1, p. 75-92.
- [55] Глазман Л. И., Матвеев К. А. Неупругое туннелирование через тонкие аморфные пленки. – ЖЭТФ, 1988, т. 94, в. 6, с. 332-343.
- [56] Якимов А. И., Степина Н. П., Двуреченский А. В. *Фотостимулированные мезоскопические флуктуации тока в микроструктурах на основе a-Si.* – Письма в ЖЭТФ, 1996, т. 64, в. 10, с. 674-677.