МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

КРУПЕНИН Владимир Александрович

ОДНОЭЛЕКТРОННЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ И УСТРОЙСТВА НА ИХ ОСНОВЕ

01.04.04 - физическая электроника

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Москва 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. ОДНОЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНЗИСТОР -	
СВЕРХЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОМЕТР	18
1.1. Одноэлектронный транзистор как сверхчувствительный	
электрометр. Предел чувствительности электрометра	18
1.2. Фоновый эффективный заряд. Флуктуации фонового заряда	27
1.3. Одноэлектронный транзистор на основе <i>Al/AlO_X/Al</i> туннель-	
ных переходов	32
Изготовление образцов	32
Методика измерений	36
Результаты измерений	39
Сверхпроводящий транзистор	54
Обсуждение результатов	59
1.4. Одноэлектронный транзистор с резистивными элементами	
вместо туннельных переходов .	60
Изготовление образцов	62
Результаты измерений	64
Обсуждение результатов	72
1.5. Одноэлектронный транзистор на основе высоколегирован-	
ного кремния на изоляторе	73
Изготовление образцов	74
Результаты измерений	79
Обсуждение результатов	88
1.6. Одноатомный транзистор на основе единичных примесных	
атомов в кремнии	88
Изготовление образцов	91
Результаты измерений	93
Обсуждение результатов	95

ГЛАВА 2. ИСТОЧНИКИ ФЛУКТУАЦИЙ В ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ	
СТРУКТУРАХ	97
2.1. Корреляционный подход к изучению источников флукту-	
аций в одноэлектронных структурах	97
Изготовление образцов	97
Результаты измерений	100
Обсуждение результатов	110
2.2. Одноэлектронный транзистор стековой геометрии	112
Изготовление образцов	112
Результаты измерений	116
Обсуждение результатов	126
2.3. Шунтированный стековый транзистор	127
Изготовление образцов	129
Результаты измерений	130
Обсуждение результатов	136
ГЛАВА З. ЭФФЕКТЫ ВЗАИМНОГО ВЛИЯНИЯ ВО МНОГО-	
ЭЛЕМЕНТНЫХ ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУРАХ	138
3.1. Характеристики образцов и методика измерений	139
3.2. Зарядовые состояния и спектр одноэлектронных колебаний	
в транзисторе при различных значениях транспортного тока	144
Результаты измерений и численного моделирования	146
Обсуждение результатов	152
3.3. Взаимодействие в системе близкорасположенных	
одноэлектронных транзисторов с емкостной связью	152
Результаты измерений и численного моделирования	152
Обсуждение результатов	160
ГЛАВА 4. ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В	
НЕОДНОРОДНЫХ ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУРАХ	162
4.1. Асимметричный одноэлектронный транзистор	164
Изготовление образцов	166

Результаты измерений	168
Численное моделирование характеристик асимметричного	
транзистора	173
Обсуждение результатов	178
4.2. Двумерные массивы наноразмерных проводящих островов,	
разделенных туннельными переходами	178
Изготовление образцов	178
Результаты измерений и численного моделирования	183
Обсуждение результатов	204
ГЛАВА 5. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАРЯДОВЫХ СОСТОЯНИЙ И	
ПОТЕНЦИАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ	
СТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ ОДНОЭЛЕКТРОННОГО	
ТРАНЗИСТОРА	206
5.1. Исследование зарядовой динамики одноэлектронной ловушки	206
Изготовление образцов	209
Измерительная система и методика измерений	210
Результаты измерений	212
Обсуждение результатов	226
5.2. Исследование потенциального профиля двумерного газа	
в структурах с квантовым эффектом Холла	229
Измерительная система и методика измерений	229
Результаты измерений	231
Обсуждение результатов	237
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	238
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	242
Список работ по теме диссертации	260

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы

Бурное развитие микроэлектроники, наблюдаемое в последние три десятилетия, связано в первую очередь с развитием ее технологической базы, позволившей перейти к изготовлению устройств, структурные элементы имеют нанометровые размеры. Это привело которых К созданию наноэлектронных устройств, обладающих уникальными характеристиками: сверхбыстрых полевых транзисторов, сверхчувствительных датчиков слабых электрических и магнитных полей, наноэлектромеханических систем, лазеров с новыми диапазонами длин волн и др. Можно говорить о появлении новой дисциплины — наноэлектроники, которая постепенно проникает во многие сферы нашей жизни. Даже в такой, давно развивающейся области микроэлектроники, как производство микропроцессоров и элементов памяти, в последние годы наблюдается переход к наноэлектронике. Если в первом однокристальном микропроцессоре, представленном фирмой «Intel» в 1971 году, характерный технологический размер составлял 10 мкм и процессор содержал 2300 транзисторов, то в процессорах семейства Intel 2017 года этот размер составляет 10 нм и количество транзисторов превышает 2.5 миллиарда. Такое уменьшение размеров элементов вычислительных устройств обеспечивает все возрастающие вычислительные возможности, однако, ставит дополнительные концептуальные И трудности перед разработчиками. При дальнейшем уменьшении размеров элементов электронных устройств квантовое поведение системы будет все более Поэтому проблема разработки определяющим. устройств и систем, работающих на новых физических принципах, становится как нельзя более актуальной.

К семейству таких устройств и систем относятся одноэлектронные устройства и системы [1, 2], принцип работы которых основан на коррелированном транспорте элементарных зарядов (электронов, дырок, куперовских пар). Их разработке и исследованию посвящена настоящая

работа. Среди таких устройств полевые/зарядовые сенсоры с рекордной и непревзойденной до сих пор чувствительностью, ячейки памяти, в которых информация кодируется присутствием единичного электрона, метрологические элементы цифровой стандарты тока, логики. Одноэлектронные структуры, экспериментальное исследование которых активно началось с конца 80-х годов прошлого века, развивались с появлением новых технологических возможностей, претерпевая все качественные И количественные изменения: использовались новые материалы, уменьшались размеры элементов одноэлектронных структур, что приводило к появлению новых функциональных возможностей. Уменьшение элементов одноэлектронных структур привело к созданию размеров одноатомных устройств, например, одноэлектронных транзисторов, размер базовых элементов которых приблизился к физическому пределу - размеру одного атома.

Интерес к исследованиям одноэлектронных структур обусловлен возможностью реализации на их основе уникальных электронных устройств, применимых для измерений слабых электрических сигналов в мезоскопических системах, обработки информации, а также реализации фундаментальных квантовых эталонов электрических величин.

Разработка одноэлектронных устройств с твердотельных субнанометровыми активными элементами, ключевыми элементами которых будут отдельные атомы, позволит решить фундаментальную проблему создания информационных систем обработки, хранения И передачи информации чрезвычайно высокой плотности, быстродействия И энергоэффективности, а также перейти к проектированию электронных вычислительных устройств, работающих на новых физических принципах. Наиболее идея интересной является использования одноатомных одноэлектронных элементов для построения зарядовых клеточных автоматов и базовых элементов квантового компьютера.

Несмотря на активные исследования в ведущих станах мира, многие вопросы, связанные с функционированием одноэлектронных устройств, улучшением ИХ функциональных характеристик, ИХ возможными применениями, оставались неясными. Результаты исследований, представленные в настоящей работе, снимают ряд важных дискуссионных направления вопросов, определяют развития И совершенствования одноэлектронных устройств и способствуют пониманию их потенциальных возможностей.

Цели и задачи исследования

Цель настоящего цикла работ состояла в разработке технологии изготовления одноэлектронных структур, измерении и исследовании их электрических характеристик, И физической интерпретации анализе наблюдаемых свойств изготовленных экспериментальных образцов, демонстрации устройств и систем на основе исследовании ИХ И потенциальных возможностей для их практического применения.

Для достижения поставленных целей были решены следующие задачи: разработаны оригинальные методы изготовления разнообразных

одноэлектронных структур:

- транзисторов и систем (структуры из близкорасположенных транзисторов, одноэлектронная ловушка, транзистор на образце с квантовым эффектом Холла) на основе *Al/AlO_X/Al* туннельных переходов,

- транзисторов на основе резистивных пленок из хрома,

 двумерных массивов наноразмерных проводящих островов на основе тонких пленок хрома;

- транзисторов на основе кремния на изоляторе (КНИ),

- одноатомных транзисторов на основе единичных примесных атомов в кремнии;

продемонстрированы и исследованы одноэлектронные транзисторы

- с *Al/AlO_X/Al* туннельными переходами, включая их стековый и асимметричный варианты,

- с резистивными пленками хрома вместо туннельных переходов,

- на основе высоколегированного КНИ,

- на основе единичных примесных атомов в кремнии;

проведены корреляционные шумовые измерения В системе близкорасположенных одноэлектронных транзисторов С целью определения влияния источников зарядового степени шума, локализованных в подложке;

- проведено теоретическое и экспериментальное исследование шумового и теплового влияния транзисторов друг на друга в системе из трех близкорасположенных одноэлектронных транзисторов;
- проведено исследование И численное моделирование транспортных характеристик асимметричного транзистора, одноэлектронного работающего с шумовой накачкой транспортным И нулевым напряжением;
- экспериментально и методом численного моделирования исследованы особенности электронного транспорта в неоднородных двумерных массивах наноразмерных проводящих островов, разделенных туннельными переходами;
- проведено исследование с помощью одноэлектронного транзистора зарядовой динамики одноэлектронной ячейки памяти емкостью в единичный элементарный заряд;
- с помощью одноэлектронного транзистора экспериментально исследована динамика изменения потенциала двумерного газа в гетероструктурах в режиме квантового эффекта Холла.

Научная новизна результатов

К первой группе оригинальных результатов можно отнести работы, связанные с разработкой оригинальных методов изготовления, исследованием и совершенствованием одноэлектронного транзистора –

уникального электрометра с зарядовой чувствительностью в миллионные доли электрона в единичной полосе частот (T < 1 K) [10, 26-31, 34, 35, 41, 78, 116]. Исследования низкочастотного зарядового 1/*f* шума в одноэлектронных транзисторах на основе $Al/AlO_X/Al$ туннельных переходов и поиски его источников позволили предположить, что основной причиной избыточного шума в транзисторах являются двухуровневые флуктуаторы, расположенные в диэлектрической подложке транзистора. Переход от предположения к утверждению произошел после проведения экспериментального корреляции зарядовых флуктуаций в системе из двух исследования близкорасположенных транзисторов [14]. Разработка и исследование одноэлектронного транзистора стековой геометрии [55, 102, 109, 114] еще более укрепило это утверждение и привело к достижение рекордного низких частотах. Совершенствование значения уровня шума на характеристик одноэлектронного транзистора продолжалось в исследованиях различных его модификаций (асимметричный [109, 140], с резистивными переходами [62, 63]) и привело к созданию кремниевого транзистора с высокой рабочей температурой (> 10 K) [68, 69, 71, 72], а затем и одноатомного транзистора [86, 87].

Ко второй группе новых результатов относится исследование системы из трех близкорасположенных транзисторов с различными значениями зарядовой энергии, где удалось экспериментально и теоретически продемонстрировать эффекты обратного теплового и флуктуационного влияний транзистора на измеряемый объект, а также определить константу электрон-фононного взаимодействия для *Al* в милликельвиновом диапазоне температур [121, 122].

К третьей группе новых результатов относятся экспериментальные исследования и численное моделирование особенностей электронного транспорта в неоднородных одноэлектронных структурах [144, 150].

К четвертой группе работ относятся эксперименты, в которых продемонстрированы уникальные возможности одноэлектронного транзистора, как сверхчувствительного электрометра. Это исследования зарядовой динамики одноэлектронной зарядовой ловушки [45, 105] и динамики изменения потенциала двумерного газа образца в режиме квантового эффекта Холла [162, 163].

Научная и практическая значимость работы

Настоящая работа представляет законченное исследование, охватывающее широкий круг проблем, связанных с изучением свойств одноэлектронных структур. Получен ряд фундаментальных результатов, имеющих, по мнению автора, большую практическую ценность.

На основе предложенных методов могут быть существенно улучшены транспортные и шумовые характеристики одноэлектронных устройств. На примере транзистора стековой геометрии показано, каким образом можно уменьшить порог зарядового шума в одноэлектронном транзистореэлектрометре более чем на порядок. В частности, на основе разработанных КНИ одноэлектронных транзисторов ИЗ могут быть созданы сверхчувствительные полевые/зарядовые сенсоры с высокой рабочей разрешением нанометровым пространственным температурой И ДЛЯ локальных и сканирующих зондовых устройств с широким спектром применения в научных и прикладных исследованиях.

Результаты, полученные при исследовании особенностей электронного транспорта В неоднородных двумерных массивах наноразмерных проводящих островов, разделенных туннельными переходами, могут быть полезны при разработке устройств на их основе ИЛИ устройств, использующих элементы на основе таких структур.

Результаты, полученные в ходе исследования свойств асимметричного одноэлектронного транзистора, работающего в режиме накачки переменным сигналом, могут быть использованы для реализации электрометра, имеющего

ослабленное обратное влияние на источник сигнала, а также детектора уровня шума в измерительных криогенных установках при экспериментальном исследовании чувствительных одноэлектронных и джозефсоновских устройств.

Одноатомный транзистор, продемонстрированный в работе, в будущем может служить основой элементной базы электроники нового поколения, работающей на новых физических принципах.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Избыточный низкочастотный ($f < 100 \ \Gamma$ ц) 1/f шум одноэлектронных транзисторов с *Al/AlO_x/Al* туннельными переходами имеет зарядовую природу. Уровень зарядового шума одноэлектронных транзисторов различной геометрии и расположенных на различных диэлектрических подложках находится в интервале $10^{-3} \div 10^{-4} e/\Gamma \mu^{1/2}$, зависит от размеров острова транзистора, увеличиваясь с его размером, и от разновидности и состояния диэлектрического слоя, контактирующего с островом.

2. Низкочастотные зарядовые шумы одноэлектронных транзисторов, острова которых расположены друг от друга на расстоянии порядка 150-200 нм, имеют коэффициент корреляции ~ 15÷20 %. Разработанная теоретическая модель показывает, что зарядовый уровень шума исследуемых образцов транзисторов - $(2.5\div5.5)\times10^{-4} e/\Gamma \mu^{1/2}$ - при наблюдаемом и расчетном $(13\div22 \%)$ коэффициентах корреляции определяется в основном источниками шума в подложках (*SiO*₂, *Al*₂*O*₃).

3. Эффекты взаимного влияния в системе близкорасположенных одноэлектронных транзисторов, острова которых расположены друг от друга на расстояниях порядка 150÷200 нм, определяются флуктуационным и тепловым механизмами их взаимодействия. Данные эксперимента и разработанная теоретическая модель позволяют определить электронную и фононную температуры острова транзистора-электрометра в результате теплового (0.03÷1.2 пВт) и флуктуационного воздействий транзисторов,

удаленных от него на 150÷200 нм, а также константу электрон-фононного взаимодействия Σ_{Al} для Al ($\Sigma_{Al} = 0.23$ нВт/град⁵/мкм³).

4. Уменьшение площади контакта острова одноэлектронного транзистора с диэлектрической подложкой приводит к уменьшению низкочастотного ($f < 100 \ \Gamma \mu$) зарядового 1/f шума устройства. Впервые предложенная стековая геометрия одноэлектронного транзистора уменьшает на порядок уровень зарядового шума за счет ослабления влияния источников шума, расположенных в подложке, и позволяет достичь крайне низкого значения — $2.5 \times 10^{-5} e/\Gamma \mu^{1/2}$ на частоте 10 Гц.

5. Разработанная и впервые продемонстрированная конструкция одноэлектронного транзистора с островом, полностью изолированным от контакта с подложкой, исключает шумовое воздействие подложки и более чем на порядок уменьшает уровень низкочастотного зарядового шума транзистора до значения - $8 \times 10^{-6} e/\Gamma \mu^{1/2}$ (30 *h*), близкого к теоретическому пределу устройства - $3 \times 10^{-6} e/\Gamma \mu^{1/2}$ (3 *h*).

6. Разработанный метод формирования пленочных резистивных структур с сопротивлением на квадрат от 1 кОм до 30 кОм на основе тонких (6÷8 нм) пленок хрома позволяет создавать резистивные элементы микронных и субмикронных размеров, которые используются вместо традиционных туннельных переходов в оригинальной, впервые продемонстрированной транзистора. Устройство структуре одноэлектронного демонстрирует сильное подавление тока сотуннелирования, обеспечивая возможность электрометра при предельно работы в качестве низких значениях транспортного тока $I = 200 \text{ $$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$$

7. Одноэлектронный транзистор с сильно асимметричными туннельными переходами ($R_1/R_2 \approx C_2/C_1 > 10$) демонстрирует необычный режим работы в качестве электрометра при нулевом постоянном смещении, которое заменяется воздействием переменного или шумового сигнала (T = 35 мK). Чувствительность транзистора как детектора переменного сигнала составляет величину 20 нВ/Гц^{1/2} в диапазоне частот $\Delta f = 0.1 \div 100$ кГц.

8. Кремниевые одноэлектронные транзисторы, изготовленные из неравномерно легированного КНИ на основе разработанного оригинального метода, позволяют существенно уменьшить размеры элементов структуры транзисторов и повысить рабочую температуру устройств (T > 10 K). Транспортные и шумовые характеристики транзисторов отличаются повышенной чувствительностью (~ 10 нА/е по сравнению с 1÷2 нА/е Al транзистора) и низким уровнем зарядового шума - $1.5 \times 10^{-4} e/\Gamma \mu^{1/2}$ (10 Г μ), как у лучших образцов Al транзисторов (T = 15 мK).

9. Хромовые тонкие (6÷8 нм) полоски шириной 100 нм И длиной 200÷1000 нм, состоящие двумерных неоднородных ИЗ массивов изолированных гранул размером 5÷20 нм, при низких температурах (T =25÷200 мК) демонстрируют в области кулоновской блокады на ВАХ впервые наблюдаемое явление скачкообразного изменения тока (0.05÷1 нА) с характерным гистерезисом. Разработанная теоретическая модель показывает согласие с экспериментальными данными по величине скачка тока ΔI , по границам переключения и по резкости переключения из блокадного в проводящее состояние. Наблюдаемый эффект связан с влиянием локальных неоднородностей в нанополосках и резким повышением электронной температуры островов *Cr* плёнок при протекании тока.

10. Прототип одноэлектронной ячейки памяти, состоящей из одноэлектронной ловушки на основе 9 туннельных $Al/AlO_x/Al$ переходов и считывающего электрометра, демонстрирует до 4-х зарядовых состояний на острове хранения с максимальным временем хранения отдельного зарядового состояния более 8 часов (T = 35 мK), которое определяется дрейфом фонового заряда подложки, проникающими высокочастотными шумами и обратным влиянием считывающего электрометра.

11. Коррелированные во времени отклики одноэлектронных транзисторов, расположенных в разных областях на поверхности гетероструктуры GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As, образующей двумерный газ на глубине около 90 нм, показывают, что при изменении магнитного поля в областях плато

зависимости холловского сопротивления $R_{xy}(B)$ при наблюдении квантового эффекта Холла индуцируются большие вихревые токи, которые образуют единственную петлю по периметру образца.

12. Одноатомные одноэлектронные транзисторы на основе единичных примесных атомов мышьяка и фосфора в кремнии, изготовленные на основе разработанного оригинального метода из неравномерно легированного КНИ, обладают предельно малым размером острова (~ 3 нм), определяемым эффективным радиусом верхней по энергии электронной оболочки примесного атома. Измеренные диаграммы стабильности транзистора позволяют определить величину характерной зарядовой энергии ($E_C = 16 \text{ мэB}$), расстояния между одночастичными энергетическими уровнями (0.98 мэB, 0.99 мэB, 1.18 мэB), собственную емкость зарядового центра ($C \approx 5 \times 10^{-18} \text{ Ф}$).

<u>Достоверность результатов</u>

подтверждается согласием полученных экспериментальных и теоретических результатов с результатами экспериментов, проведенных различными научными группами, а также с результатами теоретических работ других авторов ИЗ списка цитируемой литературы, соответствием между математического моделирования и результатами экспериментальными данными. Численные и получисленные методы моделирования процессов в исследованных одноэлектронных наноструктурах базируются на применении хорошо проверенной классической ортодоксальной теории одноэлектронного туннелирования.

Вопросы авторства и публикаций

В диссертации приведены результаты, полученные непосредственно автором, под его руководством или при его активном участии. Результаты исследований автора были опубликованы в работах [A1-A30, Б1-Б2, B1-B3, П1], приведенных отдельным списком в конце диссертации. В разработке конструкции большинства экспериментальных образцов наноструктур автору

принадлежит идея, совместно с соавторами разрабатывалась технология их изготовления, все образцы изготовлены под его руководством и часть из них - с его участием. Автором лично планировался эксперимент, разрабатывалась измерительная система, методика измерений и проводилось большинство измерений. В работах [A15, A26], выполненных под руководством автора, в теоретических расчетах ему принадлежит участие в постановке задачи и обсуждении промежуточных результатов. В работах [A22, B3] автору принадлежит идея практической реализации эксперимента, с его участием разрабатывались методы изготовления экспериментальных образцов, им разработана и изготовлена измерительная система и проведены измерения. В работах [A8, A11, A20] совместно с соавторами разрабатывалась технология изготовления образцов, обсуждались полученные результаты.

Апробация работы

Основные научные результаты работы докладывались на российских и международных конференциях и симпозиумах, в том числе:

International Conference "Nanostructures: physics and technology" (St. Petersburg, Russia – 1995 - 1999, 2001, 2004-2006, Novosibirsk 2007, Minsk 2009);

International Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM) (Braunschweig, Germany - 1996; Washington, USA – 1998, Sydney 2000);

190th Meeting of the Electrochemical Society (San Antonio, USA - 1996);

Trilateral German-Russian-Ukrainian Seminar on High-Temperature Super (Gabelbach, Germany, 1996; Nizhny Novgorod, Russia - 1997; Göttingen, Germany - 1998);

Intnational Conference on Low Temperature Physics (LT21 – Prague - 1996; LT22 - Helsinki, Finland - 1999; Satellite conference to LT22, Göteborg, Sweden - 1999);

Phantoms Strategic Domain Meetings (PHASDOM) (Physics and Technology of Mesoscopic Systems, Aachen, Germany - 1997);

International Superconductive Electronics Conference (Berlin, Germany - 1997);

Workshop on Fundamental Aspects of Applications of Single Electron Devices (Lyngby, Denmark - 1997);

International Conference "Mesoscopic and strongly correlated systems" (Chernogolovka, Moscow Region, Russia - 1997, 2000);

European Meeting on the Technology and Application of SET-Devices (Braunschweig, Germany - 2000);

International Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics (Oxford, UK - 2002);

International Conference on Advanced Semiconductor Devices and Microsystems (Smolenice Castle, Slovakia - 2002);

International Conference "Nano and Giga Challenges in Microelectronics" (Cracow, Poland - 2004);

International Conference "Micro- and nanoelectronics" (ICMNE-2005) (Zvenigorod, Moscow region – 2005, 2012, 2014);

«Ломоносовские чтения - 2008» (Москва, Россия - 2008);

General Meeting of Asian Consortium on Computational Materials Science (Matsushima, Japan – 2009, 2012);

Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (Севастополь, Крым, Россия – 2016), а также на ряде других конференций, симпозиумов, школ и на семинарах в МГУ.

Под руководством диссертанта защищены кандидатские диссертации: Преснов Д.Е., МГУ имени М.В. Ломоносова. Экспериментальное исследование зарядовых флуктуаций в алюминиевых одноэлектронных структурах стековой геометрии. Специальность 01.04.04 - физическая электроника. 2001 г.

Залунин В.О., МГУ имени М.В. Ломоносова. Особенности электронного транспорта в неоднородных одноэлектронных структурах. Специальность 01.04.04 - физическая электроника. 2012 г.

Амитонов С.В., МГУ имени М.В. Ломоносова. Наносенсоры на основе полевых и одноэлектронных транзисторов. Специальность 01.04.04 - физическая электроника. 2013 г.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка цитированной литературы. В конце диссертации представлены основные результаты. Полный объем диссертации составляет 266 страниц, включая 100 рисунков, 9 таблиц и список литературы из 167 наименований.

ГЛАВА 1. ОДНОЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНЗИСТОР -СВЕРХЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОМЕТР

1.1 Одноэлектронный транзистор как сверхчувствительный электрометр. Предел чувствительности электрометра

Зарядовая энергия

Как отдельная область мезоскопической физики, одноэлектроника возникла в результате исследования туннельных контактов сверхмалой площади. Такой контакт представляет собой два проводящих электрода, разделенных тонкой (~1 нм) диэлектрической прослойкой - туннельным барьером. Если к такому переходу приложить постоянное напряжение, то электроны будут туннелировать преимущественно в одном направлении, т.е. через переход потечет ток. Величина этого тока будет зависеть от приложенного напряжения и параметров туннельного OT контакта: протяженности диэлектрического слоя, материалов диэлектрика И проводящих электродов, определяющих высоту энергетического барьера. В частности, при фиксированном напряжении на туннельном переходе V $(V \le \Delta E/e, \Delta E$ - высота энергетического барьера), ток I через него пропорционален приложенному напряжению V и зависит от туннельного сопротивления перехода *R*.

В основе одноэлектроники лежит сосуществование двух видов переноса заряда: дискретного и непрерывного. Заряд, переносимый электронами через сечение любого проводника электрической цепи может принимать любое непрерывное значение, поскольку электроны в проводящем материале могут быть смещены на любую, сколь угодно малую величину. Если структура обычного проводника "прерывается" туннельным барьером, то перемещение электрического заряда в такой системе будет носить как непрерывный, так и дискретный характер. Непрерывный характер перемещения заряда в проводнике проявляется в его накоплении на поверхности электрода у

изолирующего слоя перехода. Дискретный характер перемещения заряда связан с процессом туннелирования: при туннелировании электрона через изолирующий слой поверхностный заряд *Q* изменится ровно на +*e* или на -*e*, в зависимости от направления туннелирования.



C, *R*

Рис.1.1.1. Одиночный туннельный переход.

Рассмотрим такой "туннельный конденсатор" (туннельный контакт), отключенный от внешней электрической цепи (рис.1.1.1), на обкладках которого находится заряд *Q*. Электростатическая энергия такого конденсатора равна:

$$E_1 = \frac{Q^2}{2C}.$$
 (1.1.1)

После туннелирования электрона с одного электрода на другой электростатическая энергия равна

$$E_2 = \frac{(Q-e)^2}{2C}$$
(1.1.2)

Для того, чтобы такой процесс был энергетически выгоден, необходимо чтобы разность энергий $E_2 - E_1$ была отрицательной, т.е. чтобы энергия системы уменьшилась:

$$\Delta E = E_2 - E_1 < 0 \implies |Q| > \frac{e}{2}. \tag{1.1.3}$$

Следовательно, туннелирование возможно, если заряд на обкладках конденсатора |Q| > e/2, и, наоборот, при |Q| < e/2 возникает состояние блокады туннелирования.

Напряжение на конденсаторе V = Q/C и накопленная в нем энергия E = $Q^2/2C$ обратно пропорциональны его емкости C. При сверхмалых величинах емкости такого конденсатора, уже нельзя пренебречь изменением его зарядовой (кулоновской) энергии даже в том случае, если заряд на нем изменяется всего лишь на заряд одного электрона. Например, изолированная металлическая гранула, радиусом r ~ 1 мкм (собственная емкость такой гранулы составляет $C_{2p} = 4\pi \varepsilon \varepsilon_0 r \approx 10^{-16}$ Ф) и содержащая примерно 10¹⁰ атомов, изменит свою энергию после перехода на нее одного электрона на величину $\Delta E = e^2/2C \approx 1.3$ мэВ, а ее потенциал изменится на величину ΔV = $e/C \approx 1.6$ мВ. Очевидно, что, если температурные флуктуации $k_B T$ не превышают ΔE , то изменение заряда такой гранулы всего на один электрон может быть, в принципе, зарегистрировано. Для приведенного выше случая температура гранулы должна быть много меньше $\Delta E/k_B \approx 10$ К. Чтобы не ослабить зарядовые эффекты в такой системе и иметь возможность наблюдения за ней, соединение гранулы с внешним окружением может быть осуществлено через сверхмалые туннельные барьеры с собственными емкостями, не сильно превышающими емкость гранулы С, и туннельными сопротивлениями, существенно большими квантового, $R_O = h/e^2 \gg 26$ кОм. Последнее условие обеспечивает незначительность влияния квантовых флуктуаций на процесс электронного туннелирования в вышеупомянутой системе.

Одноэлектронный транзистор

Одноэлектронный транзистор состоит из двух туннельных переходов (с параметрами $C_{1,2}$, $R_{1,2}$), металлического острова между ними и связанного с ним через нетуннельную емкость C_g затвора (рис. 1.1.2). Основные принципы работы одноэлектронного транзистора (за исключением квантовомеханического процесса туннелирования) легко понять из анализа классической электростатической системы. Пусть n - число избыточных электронов на острове транзистора, которое может быть как положительным, так и отрицательным, оставаясь при этом целым. Тогда изменение энергии

системы при туннелировании электрона из правого электрода на остров (рис. 1.1.2) будет



Рис. 1.1.2. Одноэлектронный транзистор.

определяться изменением электростатической энергии и работой источника напряжения по перераспределению зарядов в цепи. Изменение электростатической энергии равно

$$\Delta E_{\mathcal{B}.C.} = \frac{\left[e(n+1)\right]^2}{2C_{\Sigma}} - \frac{\left(en\right)^2}{2C_{\Sigma}} = \frac{e(2n+1)}{2C_{\Sigma}},$$
(1.1.4)

где $C_{\Sigma} = C_1 + C_2 + C_g + C_0$, а C_0 - собственная емкость острова транзистора. Заряд протуннелировавшего электрона е, будучи локализованным теперь на острове транзистора, распределен между тремя конденсаторами C_1 , C_2 и C_g (C_0 пренебрежем ввиду ее малости в большинстве практических случаев) в соответствующих долях - eC_l/C_{Σ} , eC_{12}/C_{Σ} , eC_g/C_{Σ} . Чтобы сохранить напряжения смещения на транзисторе и его затворе неизменными, источник напряжения должен перераспределить заряды через электрическую цепь. Индуцированные находящимся на острове стороны источников V/2, V_{g} , -V/2электроном заряды co равны, соответственно, $-eC_2/C_{\Sigma} - eC_g/C_{\Sigma}$ и eC_l/C_{Σ} .

Полное изменение энергии системы при попадании одного электрона на остров через первый переход будет определяться изменением

электростатической энергии и работой, совершенной источниками напряжения по перераспределению зарядов в цепи:

$$\Delta E_{1} = \Delta E_{\Im,C_{2}} - e \frac{VC_{2}}{2C_{\Sigma}} - e \frac{V_{g}C_{g}}{C_{\Sigma}} + e \frac{VC_{1}}{2C_{\Sigma}} - e \frac{V}{2}, \qquad (1.1.5)$$

где $-e\frac{VC_2}{2C_{\Sigma}}$, $-e\frac{V_gC_g}{C_{\Sigma}}$ и $e\frac{VC_1}{2C_{\Sigma}} - e\frac{V}{2}$ работы источников V/2, V_g, и -V/2

соответственно.

Выражения для изменения энергии при различных направлениях туннелирования для каждого из двух переходов транзистора аналогичны приведенному выше (1.1.5).

При конечной температуре *Т* вероятность туннелирования электронов через переход равна [2]:

$$\Gamma = \frac{\Delta E}{e^2 R_T} \frac{\Theta(\Delta E)}{1 - \exp(-\Delta E/kT)}, \text{ или } \Gamma = \frac{\Delta E}{e^2 R_T} \Theta(\Delta E) \text{ при } T = 0$$
(1.1.6)

где $\Theta(\Delta E) = 1$, если $\Delta E < 0$ и $\Theta(\Delta E) = 0$, если $\Delta E \ge 0$.

Когда ΔE_i положительно, туннелирование в данном направлении блокировано (при *T*=0). Условие $\Delta E_i = 0$ определяет границы области Кулоновской блокады электронного туннелирования. Таким образом, состояние с *n* электронами на центральном острове транзистора стабильно (туннелирование отсутствует) когда:

$$e(n-\frac{1}{2}) < C_g V_g + (\frac{C_g}{2} + C_2) V < e(n+\frac{1}{2})$$

$$e(n-\frac{1}{2}) < C_g V_g - (\frac{C_g}{2} + C_1) V < e(n+\frac{1}{2})$$

$$(1.1.7)$$

На рис. 1.1.3 показана диаграмма стабильности транзистора на плоскости параметров транспортного и затворного напряжений ($V = V_b$, V_g). Белым цветом показаны области блокады туннелирования - стабильные состояния транзистора с определенным количеством избыточных электронов *n* на центральном острове. Туннельный ток возникает при выходе из области

блокады, когда система не находится более в стабильном состоянии и электроны туннелируют на остров и с острова. Зарядовые состояния острова смешиваются, его потенциал флуктуирует вокруг среднего значения, не обязательно соответствующему целому числу электронов на острове.



Рис. 1.1.3. Диаграммы стабильности симметричного (**a**) и асимметричного (**б**) одноэлектронных транзисторов. Светлые области - состояния кулоновской блокады.

На рис 1.1.4 показаны типичные характеристики одноэлектронного транзистора. Вольтамперная характеристика (рис. 1.1.4а) имеет четко область кулоновской блокады выраженную (сплошная линия) при $|V| < V_{off} = e/C_{\Sigma}$ и нулевом напряжении на управляющем напряжениях электроде. При напряжениях на управляющем электроде, соответствующих Q = e/2 + me, m - целое, туннелирование возможно при любых V и, в этом вольтамперная характеристика (BAX) транзистора не случае, имеет

блокадного участка (пунктирная линия). Зависимость тока транзистора от величины поляризационного заряда Q_0 на центральном острове (или напряжения на затворе, $V_g = Q_0/C_g$) называется модуляционной характеристикой (рис. 1.1.4б) и имеет вид периодической функции с периодом по заряду в один электрон $e - I(Q_0+e) = I(Q_0)$. Максимальная амплитуда модуляции достигается при напряжении смещения V близком к напряжению V_{off} .



Рис. 1.1.4. **а** - ВАХ одноэлектронного транзистора (сплошная линия - состояние кулоновской блокады; пунктирная - отсутствие кулоновской блокады). **б** - модуляционная характеристика одноэлектронного транзистора.

в - диаграмма стабильности одноэлектронного транзистора.

Одно из замечательных свойств одноэлектронного транзистора - чрезвычайно высокая чувствительность порога его блокады V_{off} (см.

рис. 1.1.4) и, следовательно, его вольтамперной характеристики (ВАХ) к изменению заряда центрального острова Q_0 . Изменения Q_0 даже в доли заряда электрона приводят к значительным изменениям ВАХ транзистора. Измеряя величину транспортного тока при заданном напряжении на транзисторе (или наоборот) можно зарегистрировать очень малые изменения эффективного заряда центрального острова транзистора. Фактором. определяющим величину этой малости, является собственный шум одноэлектронной структуры, а также шум, привносимый внешним электродинамическим окружением.

К собственным шумам транзистора относится в первую очередь тепловой и дробовой шумы, связанные с самой природой одноэлектронного туннелирования. Проведенные в работе [3] расчеты показали, что при относительно низких температурах и малой собственной емкости источника сигнала ($C_s \rightarrow 0$ - рис. 1.1.5) величина минимума зарядового шума определяется формулой:

$$(\delta Q_x)_{\min} \cong \frac{\sqrt{S_I(0)\Delta f}}{(dI/dQ)} (1 + \frac{C_s}{C_0}) \cong 5.4C_{\min}\sqrt{kTR} \Delta f , \qquad (1.1.8)$$

где $S_I(0)$ - спектральная плотность флуктуаций тока на низкой частоте, Δf - полоса частот.

В случае большой емкости $C_s > C_t(T)$, когда удобнее описывать источник заряда как источник напряжения - $\delta V_x = \delta Q_x / C_s$:

$$(\delta V_x)_{\min} \cong 2.7\sqrt{kTR\,\Delta f}\,,\qquad(1.1.9)$$

где $C_{\min} = \min(C_1, C_2)$, $R = \min(R_1, R_2)$, $C_t(T)$ - порог емкости для источника заряда, полученный в ходе численного эксперимента [3].



Рис. 1.1.5. Эквивалентная схема одноэлектронного транзистора, соединенного с источником измеряемого заряда Q_x с собственной емкостью

 $C_s\,$ и емкостью связи с островом транзистора C_0 .

Формулы (1.1.8) и (1.1.9) показывают, что шумы транзистора уменьшаются с уменьшением температуры и сопротивления переходов. При $T \rightarrow 0$ заметную роль начинают играть квантовые флуктуации, не описываемые формулами (1.1.8) и (1.1.9). Оценка абсолютного минимума квантового шума дает:

$$(\delta Q_x)_{\min} \cong \sqrt{\eta C_{\Sigma}' \Delta f \frac{R_q}{R}},$$
 (1.1.10)
где $C_{\Sigma}' = C_1 + C_2 + C_e, \quad C_e^{-1} = C_0^{-1} + C_s^{-1}.$

По мнению авторов работ [3, 4], существует, по крайней мере, два способа уменьшения квантового шума в одноэлектронном транзисторе. Один из способов - выбор рабочей точки транзистора, близкой к e/2, при $V \sim V_t$ (где V_t - модулируемый порог кулоновской блокады). В этом случае вероятность сотуннелирования (процесс перехода электрона с одного внешнего электрода на другой через промежуточное, энергетически невыгодное состояние, в данном случае через остров транзистора [5]) уменьшается при уменьшении V_t . Поэтому вклад квантового шума минимален. Оптимальным выглядит второй способ - использование сильно несимметричного одноэлектронного

 $(R_1 >> R_2)$. Классический шум в транзистора транзисторе зависит преимущественно от меньшего из сопротивлений, т.о. увеличение второго не сотуннелирования пропорционально существенно. Время $1/R_1R_2$, И, большего уменьшается при соответственно, оно увеличении ИЗ сопротивлений. Кроме этого, на крутом склоне модуляционной характеристики увеличивается значение dI/dQ_0 , что приводит к увеличению выходного сигнала транзистора.

При условии $kT >> (R_q / \pi R)(e^2 / C_{\Sigma})$, численная оценка минимума уровня шума (см. формулу 1.1.8) для характерных экспериментальных параметров одноэлектронного транзистора ($C \sim 0.1 \div 1 \ \Phi \Phi$, $R \sim 100 \ \text{кOm}$, $T = 25 \div 50 \ \text{mK}$) [6] дает величину

$$\frac{(\delta Q_x)_{\min}}{(\Delta f)^{1/2}} \cong 10^{-5} \div 10^{-6} \frac{e}{\sqrt{\Gamma u}}$$
(1.1.11)

При этом типичные значения уровня шума, наблюдаемые в экспериментах, составляют величину $10^{-3} \div 10^{-4} e / \sqrt{\Gamma \mu}$ на частоте $f = 10 \Gamma \mu$ [6-16], что более чем на порядок превосходит теоретическую оценку.

В случае большой емкости источника сигнала $C_S = 1 \text{ п} \Phi$ и при тех же параметрах одноэлектронного транзистора численная оценка (1.1.9) дает:

$$\frac{(\delta V_x)_{\min}}{(\Delta f)^{1/2}} \cong 10^{-9} \frac{B}{\sqrt{\Gamma \mu}},$$
 или в зарядовых единицах $\frac{(\delta Q_x)_{\min}}{(\Delta f)^{1/2}} \cong 0.01 \frac{e}{\sqrt{\Gamma \mu}}.$

1.2 Фоновый эффективный заряд и его флуктуации

В экспериментальных одноэлектронных структурах потенциал острова транзистора подвержен влиянию не только затвора, но И некомпенсированным зарядам ближайшего электродинамического окружения транзистора, в первую очередь, подложки и диэлектрических слоев туннельных барьеров. Суммарное влияние окружения транзистора принято учитывать введением Q_0 - поляризационного фонового заряда острова, воображаемого заряда, помещение которого на остров транзистора в

отсутствии окружения привело бы к такому изменению его потенциала, какое производят некомпенсированные заряды электродинамического окружения. Поляризационный фоновый заряд, таким образом, представляет собой интегральную характеристику влияния электродинамического окружения и, поэтому, характеризует влияние различных физических процессов. Из определения Q₀ понятно, что в реальных структурах его величина может быть непостоянна и подвержена как медленным дрейфам, так и быстрым изменениям. В каждом конкретном случае можно говорить о спектре флуктуаций поляризационного фонового заряда (O_0).

Первые экспериментальные работы по исследованию систем из двух последовательно соединенных туннельных переходов были проведены независимо и практически одновременно в СССР [17] и в США [18, 19] в 1987 году. В работе [17] исследовались гранулированные тонкопленочные структуры площадью 20×20 мкм². Гранулы *In* формировались между двумя сплошными пленками из сплавов *Pb* таким образом, что от нижней пленки они были отделены туннельным барьером из In₂O₃. От верхней пленки гранулы были отделены таким же барьером, и кроме того, изолирующим слоем SiO, который покрывал большинство гранул, и только несколько (1÷ 100) гранул оказывались не покрытыми изолятором и образовывали, таким образом, туннельный переход с верхней пленкой. ВАХ и вторая производная $d^2 I/d^2 V$ такой структуры имели хорошо заметные ступенчатые участки, так называемую "кулоновскую лестницу", с периодом $\Delta V = e/C_{min}$ (C_{min} - емкость перехода с большим сопротивлением *R*). Такое поведение системы было предложено объяснять существованием пространственной корреляции актов туннелирования отдельных электронов в структуре из двух туннельных переходов. Зарядовая чувствительность такой системы, оцененная авторами, составила 3·10⁻² e/Гц^{1/2}. В этой же работе впервые изучалось поведение поляризационного фонового заряда Q_0 в грануле (центральном электроде). При температуре жидкого гелия фоновый заряд Q_0 оставался достаточно стабильным ($\Delta Q_0 \approx 0.03 \ e$ за период в несколько десятков минут) даже под

воздействием напряжения до 100 mV. Однако отогрев образца и последующее его охлаждение даже без выключения напряжения на нем, приводил к значительному ($\Delta Q_0 \approx e$) изменению значения Q_0 , что объяснялось субнанометровыми смещениями одиночных микроскопических неоднородностей в туннельном барьере.

В работе [19] гранулированная система была изготовлена из других материалов. Гранулы из серебра формировались между двумя пленками из серебра или меди. В качестве барьера использовался Al_2O_3 . На зависимости dI/dV таких структур также наблюдались осцилляции с постоянным периодом по напряжению.

Подобные гранулированные системы не обладали какой-либо воспроизводимостью, необходимой для создания реальных одноэлектронных устройств. В этой связи следует особо отметить работу [18] в которой был реализован способ изготовления воспроизводимых одноэлектронных структур. Для их изготовления использовалась традиционная техника напыления через маску, сформированную методом электронной литографии. Одноэлектронные структуры изготавливались в едином вакуумном цикле ("in situ") на подложке из окисленного кремния путем напыления Al под двумя различными углами. Туннельный барьер формировался перед вторым напылением путем окисления нижнего электрода в атмосфере кислорода. "одноэлектронный Структура, впоследствии получившая название транзистор", двух сверхмалых состояла ИЗ туннельных переходов, металлического острова между ними и емкостного затвора к этому острову. Образцы исследовались в диапазоне температур 1.1÷4.2 К. ВАХ структур проявляли кулоновскую блокаду, отчетливо причем ee величина коррелировала с площадью переходов. Зависимость напряжения на транзисторе от напряжения на затворе $V(V_g)$ имела четкий период $\Delta V_g = e/C_g$ (Cg - емкость между островом транзистора и затвором) и проявлялась даже при температурах выше 1 К. Хотя чувствительность одноэлектронных

транзисторов авторами не оценивалась, предположительно, она была еще выше, чем в работе [17]. Вскоре после появления работы [18], когда предложенная техника изготовления была взята на вооружение многими экспериментальными группами, появились экспериментальные работы [6, 7], в которых проводились прямые измерения низкочастотных зарядовых шумов одноэлектронных транзисторов. Эти и более поздние многочисленные эксперименты показали, что предельные характеристики одноэлектронных устройств сильно зависят от уровня флуктуаций поляризационного фонового заряда. На низких частотах они, в основном, доминируют над естественными флуктуациями одноэлектронных устройств, которые определяются главным образом дробовым шумом. Следовательно, глубокое понимание природы шума поляризационного фонового заряда и поиск путей его уменьшения, являются важнейшими проблемами на пути очень практического применения одноэлектронных устройств.

Современное знание о поляризационном фоновом заряде до появления настоящей работы, которое было накоплено в экспериментах с транзистором (электрометром), ограничивалось следующими фактами:

- зарядовые флуктуации существенны на низких частотах и их спектр имеет вид близкий к 1/*f* с граничной частотой порядка 100÷1000 Гц;

- уровень шума на частоте f = 10 Гц, с некоторыми исключениями, достигает величины $10^{-3} \div 10^{-4} e/\Gamma \mu^{1/2}$ [6-7, 12, 15-16, 20-21] и почти независим от температуры в области менее 300 мК [16];

- некоторые образцы демонстрируют телеграфный шум с произвольным переключением между 2, 3 или более уровнями с величиной вплоть до 0.2 *е* [6-7, 12, 20];

- для некоторых материалов подложки (например, SiO_2 и Al_2O_3), не равный нулю поляризационный фоновый заряд и его флуктуации могут изменяться с большой постоянной времени (часы и даже дни) [15, 22], если образец находится при низкой температуре и ток через него фиксирован и мал. Термоциклирование или приложение большого транспортного и/или

затворного напряжения активизируют шум снова. Механическое напряжение [22] или слабая поверхностная электроакустическая волна в пьезоэлектрической подложке (*GaAs*) [23] действуют в том же направлении;

интенсивность регистрируемого шума зависит ОТ топологии одноэлектронного транзистора [20, 21] и было обнаружено, что транзисторы с меньшими островами имеют меньший уровень шума [12]. Основываясь на вышеупомянутых экспериментальных фактах можно высказать предположение, что, в основном, фоновый зарядовый шум является следствием движения зарядов в ловушках, распределенных в окружающем металлический остров диэлектрике. Эти зарядовые ловушки имеют разное барьеров время переключения И энергии И, следовательно, могут генерировать шум низкой частоты [24]. В случае невзаимодействующих ловушек с однородным распределением энергий барьеров, спектр становится подобным 1/f [25]. Таким образом, 1/f спектр или спектр близкий к нему указывает на многочисленные зарядовые ловушки, участвующие в генерации шума. Что касается вероятного расположения ловушек, мнения разделяются. Например, Сонг и др. [16] считают, что шум порожденный источниками в туннельном барьере, доминирует в общем зарядовом шуме. Их аргументация базируется на том, что электрическое поле, производимое заряженным островом, главным образом концентрируется в слое туннельного барьера, и по этой причине движение заряда в этой области производит большую поляризацию острова в соответствии с теоремой взаимности Грина. С другой стороны, Зиммерли и др. [20] предполагают, что флуктуирующие ловушки, расположенные в диэлектрической подложке, могут также вносить существенный вклад в результирующий шум. Ниже мы представляем результаты экспериментов, которые показывают, что источники зарядового шума в подложке являются превалирующими по отношению к источникам в определяют туннельных барьерах И порог чувствительности одноэлектронного транзистора.

1.3. Одноэлектронный транзистор на основе *Al/AlO_X/Al* туннельных переходов

Усовершенствование технологического процесса [26-30] изготовления образцов одноэлектронных транзисторов позволило достигнуть хорошей воспроизводимости параметров (R, C, C_3) экспериментальных структур (\pm 5 \div 10% для одного чипа и \pm 20 \div 30% для разных чипов).

Изготовление образцов

Изучаемые образцы *Al* структур изготавливались на кремниевых пластинах размером 10×10 мм². В центре пластины, в квадрате 80×80мкм², формировалась структура субмикронных размеров, соединённая контактными площадками миллиметровых размеров.

Для изготовления большинства образцов использовалась теневая технология напыления через подвешенную германиевую маску [10, 26]. Суть технологии заключается в применении последовательного напыления подводящих электродов и элементов структур через подвешенную маску под разными углами к нормали поверхности. Маска представляла собой двухслойную систему: маскообразующий слой германия толщиной порядка 30 нм и поддерживающий его слой полимера (сополимера ПММА/МАА) толщиной 500 нм, растворимый в ацетоне и обеспечивающий удаление маски после проведения напыления. Формирование изображения В маскообразующем слое германия производилось путем проведения электронно-лучевой литографии по слою резиста ПММА, предварительно нанесенного на слой германия, с последующим переносом изображения в нижележащие слои при помощи реактивно-ионного травления.

Материалом подложки служили стандартные пластины слаболегированного кремния. Подготовка пластин происходила следующим образом: пластины обезжиривались в демитилформамиде, промывались в изопропиловом спирте, чистились в плазме; на пластины наносился

изолирующий слой диэлектрика Al_2O_3 толщиной 200 нм. Нанесение производилось в напылительной установке Leybold Z-400, предварительно откачанной до давления остаточных газов ~ 10^{-6} мБар, посредством высокочастотного магнетронного распыления диэлектрической мишени.

На подложке, подготовленной таким образом, формировалась трёхслойная структура сополимер/германий/резист:

на подложку наносился 9% раствор сополимера ПММА/МАА в 2этоксиэтаноле. Нанесение производилось на центрифуге со скоростью 5000об/мин в течение 60 секунд, после чего образцы сушились на горячей плитке при температуре 180°С в течение 30 минут;

в напылительной установке Z400 методом резистивно-термического испарения напылялось 30 нм германия при скорости осаждения 1 Å/с;

на образцы наносился 2% раствор электронного резиста ПММА в хлорбензоле на центрифуге со скоростью 5000об/мин в течение 30 секунд. Затем образцы сушились на горячей плитке при температуре 160 °C в течение 10 минут.

Затем в слое ПММА производилось формирование изображения экспериментальной структуры с подводящими проводами и контактными площадками. Сочетание в одной маске элементов субмикронных и миллиметровых размеров достигалось за счёт применения так называемого метода "накопления изображений" [26]:

крупные элементы рисунка формировались при помощи оптической литографии - экспонирование через специальный кварцевый шаблон в течение 2 минут (мощность излучения - 25-27 мВт/см², длина волны - 310 нм) с последующими проявлением в смеси толуола и изопропанола в соотношении 1:3 в течении 20 секунд, промывкой в изопропаноле и сушкой;

элементы субмикронной части структуры формировались при помощи электронной литографии в центральной части образца – экспонирование с дозой засветки – 120 мкКл/см², током луча – 16 пА, при ускоряющем напряжении 30 кВ с последующими проявлением в термостате при 20°C в смеси толуола и изопропанола в соотношении 1:10 в течении 60 секунд, промывкой в изопропаноле и сушкой.

В итоге, после проявления в слое электронного резиста соединяются изображения, сформированные оптической и электронной литографией.

На следующем этапе производилось перенесение соединенных изображений из слоя ПММА в нижележащие слои:

на первой стадии рисунок переносился из слоя ПММА в слой германия селективным реактивно-ионным травлением в среде CF_4 при давлении газа 10^{-2} мБар и мощности разряда 50 Вт;

на второй стадии производился перенос изображения в слой сополимера в процессе анизотропного травления в кислородном разряде при давлении 2.10⁻³ мБар и мощности 50 Вт;

на завершающей стадии проводилось формирование подтрава под германиевой маской в кислородном разряде при давлении 3·10⁻¹ мБар и мощности 25 Вт.

Все три стадии производились без разрыва вакуумного цикла в RDE-300 реактивно-ионного травление фирмы Alcatel установке И контролировались лазерной рефлекто-интерферометрии методом Multisem-440 фирмы Sophie Instruments. диагностическим комплексом Применение метода отражательной интерферометрии на первой стадии процесса позволило с высокой точностью (до нескольких секунд) определять время остановки процесса травления и избежать уширения рисунка маски в слое германия.



Рис.1.3.1. Основные этапы изготовления образцов.

Напыление пленок металлов (Al,Cr) через сформированную маску производилось посредством электронно-лучевого подвешенную испарения нужных материалов в высоковакуумной установке L-560 фирмы Leybold (ФРГ) в несколько этапов в зависимости от количества необходимых слоев. Образцы помещались на специальный поворотный столик, допускающий напыление плёнок с разным углом падения атомов на поверхность. В промежутках между напылениями проводилось окисление Al пленок в атмосфере чистого кислорода для формирования туннельных барьеров.

В качестве примера на рис. 1.3.1 показаны этапы формирования одноэлектронных структур на основе металлических пленок, на рис. 1.3.2а – пример маски для теневого напыления одноэлектронного транзистора и сформированная структура транзистора с паразитными тенями (рис. 1.3.2б).



a

Рис. 1.3.2. **а** – пример маски для теневого напыления одноэлектронного транзистора (белая область – открытые части маски); **б** - сформированная структура транзистора с паразитными тенями.

Методика измерений

Наблюдение одноэлектронных эффектов зачастую требует охлаждения исследуемого образца до температур ниже 1К. В нашем эксперименте такие
температуры достигались с помощью рефрижератора растворения TLM 400 (Oxford Instruments), способного производить охлаждение до температур 20-30 мК. Установка более высокой рабочей температуры осуществлялась при помощи встроенного нагревателя, а ее измерение производилось независимым термосопротивлением (рис. 1.3.3). Сверхпроводимость Al пленок подавлялась приложением магнитного поля индукцией B = 1-2 Тесла.



Рис. 1.3.3. Схема измерительной системы.

Для проведения измерений использовались две традиционные измерительные схемы.

Первая схема предназначалась для задания напряжения на образце и измерения транспортного тока. Для измерения тока во входных каскадах предусилителя использовались малошумящие операционные усилители

ОРА 627 фирмы Burr Brown. Собственный шум использованного предусилителя составлял величину ~ $15\phi A/\sqrt{\Gamma u}$ на частоте 10 Гц.



Рис. 1.3.4. Оконечная часть измерительной штанги с держателем образца.

Во второй схеме задавался средний ток через образец и измерялось напряжения. Для образец падающее нём задания тока через на использовалась пассивная схема, предполагающая включение последовательно с образцом резисторов большого сопротивления (100 Мом и

1ГОм). Для измерения напряжения во входных каскадах предусилителя использовались операционные усилители OPA 111 фирмы Burr Brown. Собственный шум предусилителя составлял величину ~ 30 нВ/Гц^{1/2} на частоте 10 Гц.

Экспериментальный образец во время измерений размещался в специальной герметичной латунной капсуле, сигнальные линии вводились в неё через специальные коаксиальные СВЧ фильтры (рис. 1.3.4). Все перечисленные меры позволяли осуществить надлежащую изоляцию исследуемых образцов внешнего OT микроволнового излучения. Необходимость экранировки от СВЧ излучения на частотах 1 ГГц и выше продиктована тем, что кванты этого излучение имеют энергию порядка зарядовой энергии одноэлектронных структур и способны спровоцировать акт туннелирования одиночного электрона в экспериментальной структуре. Возможными источниками такого шума могут являться части криостата и измерительной находящиеся при большей. цепи, температуре, чем внешние измеряемый образец, наводки, достигающие образца ПО измерительным проводам.

После предварительного усиления измеряемые сигналы подавались на универсальный измерительный модуль, служащий для проведения электрических шумовых измерений. Он И был соединён через оптоволоконный кабель с персональным компьютером и управлялся по последовательному цифровому интерфейсу программным комплексом на основе программного обеспечения Labview.

Результаты измерений

На рис. 1.3.5 показаны характерные ВАХ, модуляционная характеристика и спектр флуктуаций напряжения одноэлектронного транзистора с параллельной шкалой пересчитанного зарядового шума [31]. Характерная фотография структуры одноэлектронного транзистора показана на рис. 1.3.5г.



Рис. 1.3.5. а - ВАХ одноэлектронного транзистора (А - в состоянии кулоновской блокады, Б - в отсутствии блокады). б - модуляционная характеристика транзистора. в - спектр зарядовых флуктуаций в рабочей точке В. г - характерная фотография структуры одноэлектронного транзистора.

Модуляционная характеристика (рис. 1.3.56) представляет собой зависимость напряжения на транзисторе (или тока через него) от поляризационного заряда Q его центрального острова ($Q = C_3V_3$, V_3 - напряжение на затворе, C_3 - емкость между затвором и островом). В случае фиксированного тока через транзистор измеряется напряжение на нем и, наоборот, если зафиксировано напряжение на транзисторе, измеряется транспортный ток. Крутизна модуляционной характеристики $\eta = dV/dQ$ ($\eta_I = dI/dQ$) определяет чувствительность транзистора и выражается через изменение напряжения (тока), соответствующее изменению поляризационного заряда на его центральном острове на один электрон.

Чувствительность одноэлектронного транзистора исключительно велика. Флуктуации поляризационного заряда на его острове даже в доли электрона вызывают такие изменения напряжения на транзисторе (тока через него), которые легко могут быть зарегистрированы измерительным прибором. Например, для типичного значения крутизны электрометра dV/dQ = 1 мB/e, изменении заряда острова на 0.01 е, вызовет изменение напряжения на электрометре на 10 мкВ. Любые движения зарядов в непосредственной близости от острова транзистора, а также флуктуации электрического поля в области его расположения, приведут к изменениям поляризационного заряда на его центральном острове и, как результат, к изменениям напряжения на транзисторе (тока через него). Эти измеренные флуктуации напряжения (тока) транзистора, пересчитанные в флуктуации заряда на острове, и определят порог его чувствительности как электрометра. В дальнейшем будут рассматриваться флуктуации напряжения (тока) одноэлектронного транзистора, определяемые источниками зарядового шума, собственной ближайшего как его структуры, так И электродинамического окружения.

Из многочисленных экспериментов известно, что одноэлектронный транзистор имеет избыточный (по сравнению с рассчитанным теоретически) зарядовый шум в области низких частот (< 100 Гц) с зависимостью близкой к

1/f и уровнем зарядовых флуктуаций $10^{-3} \div 10^{-4} e/\Gamma u^{1/2}$ в диапазоне $1 \div 10 \Gamma u$. Измерения низкочастотных шумов в экспериментальных структурах, изготовленных с использованием описанной выше технологии, в основном подтвердили эти результаты [27]. Характерный для исследованных образцов спектр шума одноэлектронного транзистора представлен на рис. 1.3.5в.



Рис. 1.3.6. **а** - семейство модуляционных характеристик транзистора при различных транспортных токах. **б** - спектры зарядовых флуктуаций $S_Q^{1/2}$ в рабочих точках А и Б.

Для того чтобы подтвердить зарядовую природу избыточного 1/*f* шума, в изготовленных одноэлектронных структурах были измерены спектры шумов в точках модуляционной характеристики с различной крутизной, в том числе в точках максимума и минимума, где она равна нулю. Во-первых, экспериментальные кривые спектра флуктуаций напряжения в точках Б $(\eta = 1.57 \text{ мB/e})$ и В $(\eta = 0)$ (рис. 1.3.6) показали, что уровень флуктуаций напряжения на транзисторе зависит ОТ крутизны модуляционной характеристики в рабочей точке, т.е. уровень амплитуды шумового напряжения в точке минимума В ($\eta = 0$) в 4÷5 раз меньше измеренного в точке максимальной крутизны Б ($\eta = 1.57 \text{ мB/}e$) (рис. 1.3.7). Во-вторых, из рис. 1.3.6, на котором показаны спектры зарядовых флуктуаций, пересчитанные из спектра флуктуаций напряжения в точках модуляционной характеристики с различной крутизной ($\eta = 2.28 \text{ мB/}e$, $\eta = 1.57 \text{ мB/}e$) по формуле $S_O = S_V / \eta$, видно, что эти спектры практически совпадают (рис. 1.3.6б). Вышеперечисленные факты позволяют утверждать, что избыточный шум одноэлектронного транзистора имеет зарядовую природу и определяется в основном источниками зарядового шума.



Рис. 1.3.7. Экспериментальные кривые спектров флуктуаций напряжения в рабочих точках Б ($\eta = 1.57$ мB/e) и В ($\eta = 0$) (рис. 1.3.6).

Источники быть ЭТОГО шума могут локализованы как В диэлектрических туннельных барьерах, так и в слое диэлектрика, контактирующего с островом транзистора. В различных рабочих точках одноэлектронный транзистор регистрирует возмущение от одних и тех же источников зарядового шума и амплитуда этого возмущения прямо пропорциональна крутизне модуляционной характеристики в рабочей точке.

Для того, чтобы определить существует ли различие во влиянии на уровень шума транзистора источников зарядового шума в различных диэлектрических подложках, были изготовлены и исследованы транзисторы, расположенные на различных диэлектрических слоях:

1 - 200 нм слой *Al₂O₃*, нанесенный магнетронным распылением в вакууме на кремниевую подложку;

2 - 200 нм слой *SiO*₂, нанесенный магнетронным распылением в вакууме на кремниевую подложку;

3 - 600 нм слой SiO₂, термически выращенный на кремниевой подложке;

4 - 100 нм слой *SOG* - жидкое силикатное стекло, отвердевающее в процессе термообработки;

5 - *Si* - стандартная подложка из кремния.

Характеристики образцов и полученные характерные значения зарядового шума на частоте 10 Гц приведены в Табл. 1.3.1. Все исследованные образцы имели близкий к 1/*f* вид спектра зарядовых флуктуаций при их уровне порядка 10⁻³÷10⁻⁴ *e*/Гц^{1/2} в диапазоне частот 1÷10 Гц.

Сравнительный анализ шумовых свойств транзисторов, изготовленных (образец 32В) 200-нанометровом на подложках ИЗ кремния И Al_2O_3 кремнии (образец 30С), диэлектрическом слое на показал незначительное различие в уровне зарядового шума для различных материалов подложки:

- 2·10⁻⁴ *е*/Гц^{1/2} - для покрытого диэлектриком кремния и - 3·10⁻⁴ *е*/Гц^{1/2} - для чистого кремния (см. рис. 1.3.8а).

Образец	Материал	Размер	C_{Σ}	R_{Σ}	δQ_{uu} (10Гц)
	подложки	(мкм ²)	(aΦ)	(МОм)	$(10^{-4} e/\Gamma \mathfrak{u}^{1/2})$
30C	Al_2O_3	0.1×0.15	170	0.74	2.0
32B	Si	0.1×0.15	730	1.0	3.0
35F-1	SiO ₂	0.1×0.4	490	0.14	5.5
	200 нм				
35F-2	SiO ₂	0.1×0.4	490	0.13	5.5
	600 нм				
1SD	Al_2O_3	0.1×0.15	600	0.4	1.5
2SA	Al_2O_3	0.1×0.15	1600	0.08	3.0
3SF	SOG	0.1×0.15	640	0.15	1.0÷1.5

Таблица 1.3.1. Характеристики образцов.

Однако, если форма спектра зарядовых флуктуаций и их уровень в области частот 0.1÷10 Гц (см. рис. 1.3.8а) для сравниваемых транзисторов (образец 30С - Al₂O₃, образец 32В - Si) с близкими параметрами (размер острова, сопротивления и емкости туннельных переходов) практически не отличались, то их поведение в области более низких частот (< 0.1 Гц) было существенно различным. Характерные случайные скачки (сдвиги) модуляционной характеристики (рис. 1.3.8б) транзистора 32В с достаточно большой амплитудой (~0.1 е) происходили гораздо чаще. Частота отличалась более чем на порядок и составила для первого транзистора 32В (Si) - 1÷2 скачка за 10 минут, в то время как для образца 30С (Al_2O_3) - всего 2÷3 за 10 часов. Такой результат может быть объяснен наличием на кремния, контактирующей поверхности С островом транзистора, существенно большего количества зарядовых ловушек с наблюдаемыми временами переключения или большей подвижностью зарядов в них.

Уровень шума транзисторов зависел от размера их островов. Было обнаружено, что транзисторы с большим островом имели более высокий уровень зарядового шума (табл. 1.3.1).



Рис. 1.3.8. а - спектры зарядовых флуктуаций транзисторов на различных подложках - *Al*₂*O*₃, *Si*. б - характерный скачок фонового заряда на модуляционной характеристике транзистора на кремниевой (Si) подложке.

Эти данные находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами [12], и позволяют предположить, что причиной такой зависимости может быть разница в суммарном влиянии от источников флуктуаций в диэлектрической подложке. Чем больше остров транзистора, тем больше площадь его контакта с подложкой и, как результат, выше её интегральное флуктуационное влияние.

В некоторых образцах наблюдался телеграфный шум - скачки напряжения на транзисторе, соответствующие переключениям между двумя состояниями с амплитудой ~0.03 *е*. Телеграфный шум - распространенный вид шума, довольно часто проявляющийся в одноэлектронных структурах. Его наблюдение и изучение позволило предположить, что природа избыточного зарядового шума связана с совокупным влиянием зарядовых двухуровневых флуктуаторов, в большом количестве рассредоточенных в толще диэлектрика, окружающего остров транзистора и связанных с несовершенной структурой этой среды.



Рис.1.3.9. Перемещения заряда *e*, за счет температурных флуктуаций, в несимметричном двухъямном потенциале, вызывают изменения поляризации острова транзистора.

Двухуровневым флуктуатором (ДУФ) может быть зарядовая ловушка, описываемая несимметричным двухъямным потенциалом (рис. 1.3.9), в которой заряд перемещается между двумя устойчивыми состояниями с характерным временем переключения $\tau = \tau_1 + \tau_2$, где τ_1 и τ_2 - средние времена жизни каждого из состояний, а сама ловушка характеризуется некоторой энергией активации. Энергетический спектр такой ловушки имеет лоренцевскую форму:

$$S_{Q}(f) = \frac{q^{2}}{1 + \omega^{2} / \omega_{0}^{2}} \cdot \frac{1}{\omega_{0}} = \frac{q^{2} \cdot \tau}{1 + 4\pi^{2} \tau^{2} f^{2}},$$

где $\omega_0 = \frac{1}{\tau}$, *q* - имеет размерность заряда.



Рис. 1.3.10. Телеграфный шум одноэлектронного транзистора.

Телеграфный зарядовый шум, наблюдаемый часто довольно В одноэлектронных транзисторах (рис. 1.3.10), связан с влиянием зарядового ДУФ или комбинации нескольких ДУФ, расположенных достаточно близко к острову транзистора, и поэтому переключения флуктуаторов могут быть зарегистрированы по своему воздействию на транзистор. Известно, что интегральное действие большого количества независимых ДУФ, с распределением переключений, однородным времен приводит К возникновению шума с формой спектра, близкой к 1/f [25]. Поэтому, реально наблюдаемые формы спектра зарядовых флуктуаций одноэлектронных транзисторов типа 1/f, могут быть объяснены совокупным влиянием ДУФ (зарядовых ловушек), расположенных в толще диэлектрического слоя интерфейсном слое металл-диэлектрик подложки под островом И В

транзистора. При этом активные флуктуаторы, расположенные очень близко к острову транзистора, могут доминировать и тем самым искажать форму 1/f спектра. Такое поведение наблюдалось в эксперименте [5-6, 12, 20].

Примером демонстрации работы ДУФ могут быть экспериментальные кривые, полученные при измерении образца 1SD. В этом образце ДУФ "включался" при достижении током через транзистор определенного порога, меняя форму спектра с 1/f на $1/f^2$ в диапазоне частот $0.2\div30$ Гц (рис. 1.3.11). При малых значениях тока (< 20 пА) спектр имел форму 1/f, при токах 20 пА < I < 100 пА происходило переключение между спектрами 1/f и $1/f^2$, а в диапазоне токов $I \ge 200$ пА спектр шума имел форму $1/f^2$. Включение ДУФ было также хорошо заметно и на модуляционной характеристике транзистора (рис. 1.3.12). Амплитуда зарядовых скачков составляла 0.07 *е*.



Рис. 1.3.11. Спектры зарядовых флуктуаций 1/f и $1/f^2$ образца 1SD, записанные с интервалом 3 мин.



Рис. 1.3.12. Модуляционные характеристики образца 1SD, демонстрирующие работу ДУФ.

Для того чтобы исключить из влияния большую часть объема диэлектрической подложки, была изготовлена и исследована серия образцов, которые располагались на тонкой (~ 100 нм) диэлектрической пленке (*Al*₂*O*₃, *SOG* - жидкое силикатное стекло) с металлическим экраном под ней (рис. 1.3.13). Этот экран изолировал остров транзистора от влияния источников шума в подложке (кремниевая пластина), расположенной под ним, и одновременно служил затвором транзистора.

Измерения показали, что для транзисторов, расположенных на поверхности пленки из Al_2O_3 , измененная топология структуры не повлияла существенно на уровень шума транзистора (Табл. 1.3.1) и форму его спектра. Такой результат позволяет предположить, что существенным является лишь влияние флуктуаторов, расположенных только в непосредственной близости от острова транзистора (< 100 нм).



Рис. 1.3.13. Структура транзистора, расположенного на пленке диэлектрика с металлическим экраном под ним.

Транзистор той же самой топологии с диэлектриком SOG (образец 3SF), с одной стороны, имел довольно высокий уровень шума при токах *I* > 20 пА и резкую зависимость уровня шума от величины протекающего тока (рис. 1.3.14). С другой стороны, при значениях тока 1÷2 пА, уровень 10 Гп был шума на частоте минимальным ИЗ всех измеренных $(1\div1.5)\cdot10^{-4} \text{ e/}\Gamma \text{u}^{1/2}$. экспериментальных образцов Этот результат свидетельствует о перспективности использования нового материала (SOG) в качестве подложки для изготовления одноэлектронных транзисторовэлектрометров с низким уровнем собственного зарядового шума. Резкая зависимость уровня шума от тока может быть объяснена влиянием флуктуаций потенциала центрального острова транзистора (благодаря одноэлектронному транспорту) с амплитудой e/C_{Σ} на возбуждение зарядовых Исследованный ловушек В низлежащем слое диэлектрика. экспериментальный образец демонстрирует влияние подложки на уровень зарядового шума транзистора, а также обратное влияние транзистора на состояние зарядовых флуктуаторов в подложке.



Рис. 1.3.14. Экспериментальные кривые спектров флуктуаций напряжения образца 3SF для различных значений транспортного тока.

Для некоторых транзисторов с вышеупомянутой топологией, была сделана попытка активизировать зарядовые ловушки В диэлектрике более увеличением чем на порядок постоянной напряженности электрического поля в нем. Для этого к экранирующей металлической пленке, выполнявшей одновременно роль затвора транзистора, прикладывалось довольно значительное постоянное напряжение $V_3 \sim 250 \text{ MB}$, соответствующее полю $E \approx V_{3} d \approx 2.5 \text{ кB/см}$. Поскольку напряжение на транзисторе периодически зависит от напряжения на его затворе, то были измерены спектры флуктуаций напряжения (заряда) в точках модуляционной характеристики с одинаковой крутизной η , но различным значением напряжения затвора: 2 мВ и 252 мВ для образца 1SD, - 2 мВ и - 245 мВ для образца 2SA. Поэтому, постоянное значение напряженности электрического поля между островом транзистора и затвором отличалось на два порядка в

этих двух случаях. Рис. 1.3.15 показывает спектры шумов транзисторов 1SD 2SA в И рабочих точках с существенно различными значениями напряженности электрического поля В диэлектрике. Как видно ИЗ приведенных экспериментальных данных, электрическое поле активировало источники шума в объеме диэлектрика, расположенного под островом транзистора, и, как результат, уровень шума в транзисторах возрастал в 2-3 раза ($f = 10 \ \Gamma$ ц). При этом активировались в основном источники зарядового шума: уровень шума транзисторов в нечувствительной к заряду точке (dV/dQ) = 0 - 0.05 мВ/е), но также при высоком значении электрического поля в диэлектрике ($V_3 = -233$ мВ), был на порядок ниже (Рис. 1.3.15, образец 2SA). Отличие во влиянии электрического поля на уровень шума в образцах 1SD и 2SA заключалось лишь в том, что в образце 1SD шум увеличивался примерно одинаково (в 2÷3 раза) во всей полосе наблюдаемых частот (0.4÷30 Гц), в то время как в образце 2SA подобное увеличение наблюдалось только в области частот 3÷30 Гц. В рамках предполагаемого механизма возникновения избыточного низкочастотного шума В одноэлектронных устройствах (наличие зарядовых флуктуаторов в прилегающем к одноэлектронной структуре диэлектрике) такая разница может быть объяснена, например, различным распределением зарядовых флуктуаторов в диэлектрике, что привело, в случае с образцом 2SA, к активизации только флуктуаторов с коротким ($\tau < 1/(2\pi \cdot 3 \Gamma_{\rm H}) \sim 0.05$ сек) временем переключения. Следует что результаты измерений образцов 1SD и 2SA также отметить, подтверждают предположение о заметном вкладе в шум одноэлектронного транзистора источников шума в подложке.



Рис. 1.3.15. Экспериментальные кривые спектров шумов транзисторов 1SD и 2SA в рабочих точках с различным значением напряженности электрического поля в диэлектрике.

Сверхпроводящий транзистор

В отличие от одноэлектронного транзистора, блоховский транзистор содержит в своей структуре два сверхпроводящих перехода, джозефсоновская энергия связи которых $E_{J1,2}$, а также зарядовая энергия острова E_C , существенно превышают энергию тепловых флуктуаций k_BT .

Его работа основывается на возможности модуляции с помощью затвора тока куперовских пар (сверхтока). В случае близости величин E_C и $E_J = (\hbar/2e)I_C$, зарядовый и джозефсоновский эффекты "смешиваются" наиболее сильно и результат кардинальным образом зависит от величины импеданса электродинамического окружения Z_e транзистора.

Если $|Z_e| \ll R_Q$, то блоховский транзистор ведет себя как эффективный джозефсоновский переход, сверхток I_C которого зависит 2π периодически от полной фазы $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 (\varphi_{1,2} - \varphi_{1,2})$ на каждом из переходов) и 2*е*-периодически от наведенного на остров между переходами заряда Q_0 [1]. Однако, использовать на практике для электрометрии эффект модуляции криттока поляризационным зарядом затруднительно, т.к. ВАХ транзистора, как правило, обладает гистерезисом [32].

В случае $|Z_e| >> R_Q$, полная фаза φ уже более не определяется напряжением источника, а является квантово-механически неопределенной. В этом случае, вместо критического тока возникает кулоновская блокада туннелирования куперовских пар:

$$I = 0$$
 при - $V_0 < V < V_0$,

где V_0 - пороговое напряжение 2*е*-периодически зависящее от Q_0 [33].

В настоящей работе [34, 35] рассматривается режим работы блоховского транзистора как электрометра, основанный на когерентном туннелировании куперовских пар. При этом рассматривается случай высокого внешнего импеданса, роль которого выполняют расположенные в непосредственной близости от туннельных переходов высокоомные $(R_e >> R_O)$ резисторы небольшой длины (~ 10 мкм).

Проведенный в работе [34] расчет чувствительности блоховского электрометра, дает величину

$$\delta Q \approx a C (k_B T R \Delta f)^{1/2}$$

где Δf - полоса частот, численный коэффициент $a = 2\sqrt{3} \approx 3.5$. Полученное выражение подобно аналогичному выражению для чувствительности традиционного одноэлектронного электрометра:

$$\delta Q^{SET} \approx 5.4 C_{min} (k_B T R \Delta f)^{1/2},$$

где $C_{min} = \min(C_1, C_2)$. Таким образом, при типичных значениях $C \sim 2 \cdot 10^{-16} \Phi$, $R \sim 10^5$ Ом и температуре $T \sim 50$ мК чувствительности обоих устройств близки, $\delta Q = \delta Q^{SET} \approx 5 \times 10^{-6} \text{ e/} \Gamma \mu^{1/2}$, что делает возможным измерение сверхмалых зарядовых сигналов с помощью блоховского транзистора с точностью не хуже, чем дает стандартный одноэлектронный транзистор.

Исследуемая экспериментальная структура представляла собой тонкопленочный *Al* транзистор с *Cr* резисторами, изготовленными методом последовательного напыления *in situ* под тремя различными углами. барьеры типа *Al/AlO_x/Al* формировались традиционным Туннельные способом окисления Al в атмосфере кислорода. Cr-резисторы имели сопротивление 80 кОм каждый при толщине пленки Cr около 6.5 нм, ширине 100 нм и длине 10 мкм. Определенная из ВАХ транзистора величина суммарного сопротивления переходов составила $R_1 + R_2 \approx 40$ кОм, откуда была определена величина $E_J = \Delta_{Al'}(R_Q/2R) \approx 30$ мкэВ, в предположении симметрии транзистора. Энергетическая щель для Al пленки, $\Delta_{Al} \approx 204$ мкВ, была найдена из ВАХ аналогичного транзистора без резисторов, расположенного на одном чипе с исследуемым транзистором. Из-за высокого уровня квантовых флуктуаций, связанных с относительно малыми сопротивлениями туннельных переходов $(R_1, R_2 \sim 3 R_0)$, отсутствовала возможность для достаточно точного определения V_{см} (напряжения сдвига асимптоты ВАХ). Поэтому оценка емкостей переходов была сравнительно грубой и составила $C \sim 2 \ \phi \Phi$. Отсюда $E_C \sim 40$ мкэВ, $V_0 \sim 80$ мкВ и, следовательно, І₀ ~ 0.5 нА. Для таких параметров блоховского транзистора, теоретическая оценка зарядовой чувствительности дала величину б*Q* ≈ $5 \times 10^{-6} \text{ e/}\Gamma \text{u}^{1/2}$.

Экспериментальные модуляционные кривые, для транспортных токов $I \le 200$ пА, представлены на рис. 1.3.16а. При более высоких значениях тока зависимость $V(V_0)$ становилась *е*-периодической, в отличие от показанных на

рис. 1.3.16а кривых, где отчетливо видна 2*е*-периодическая зависимость от Q_0 . Это означает, что желаемый режим тунелирования только куперовских пар (при полном подавлении квазичастичного туннелирования) был достигнут при $I \le 100$ пА.

Шумовые измерения были выполнены для транспортного тока транзистора I = 10 пА при различных значениях напряжения на затворе V_3 (точки А, В, С), которые соответствовали различным значениям крутизны модуляционной характеристики η . Значению тока I = 10 пА соответствовала наибольшая амплитуда модуляции и, следовательно, наибольшее значение η на склонах модуляционной кривой. Полученные значения величины уровня шума для различных значений $\eta(Q_0)$ указывали на зарядовую природу шума (рис. 1.3.16б). Спектр шума имел характерную 1/*f* зависимость от частоты, типичную для флуктуаций фонового заряда [36, 37]. Для максимального значения крутизны модуляционной кривой $\eta = 90$ мкВ/*e*, значение зарядовой чувствительности составило $\delta Q \approx (0.8-1.0) \times 10^{-3} e/\Gamma q^{1/2}$ на частоте 10 Гц. Полученная величина находилась в пределах характерного диапазона чувствительности для стандартных одноэлектронных транзисторов.

В проведенных измерениях исследовался образец транзистора с достаточно малыми значениями E_J и E_C , что приводило к размытию флуктуациями вольтамперных и модуляционных характеристик транзистора. Электронная температура в резисторах превышала температуру ванны $(T_{\text{ванны}} = 35 \text{ мK})$ из-за их малого объема и недостаточного теплоотвода [38]. Отметим, что ситуация могла быть значительно улучшена применением теплорадиаторов (дополнительных металлических площадок, увеличивающих площадь И объем, но влияющих заметно не на сопротивление резисторов), как это было сделано в работе [39]. Однако, в данном случае, такое улучшение связано с большими технологическими трудностями.



Рис. 1.3.16. **а** - 2*е*-периодические кривые модуляции блоховского транзистора, измеренные при нескольких значениях транспортного тока *I*; **б** - выходной шум, измеренный при *I* = 10 рА для нескольких рабочих точек, обозначенных А, В и С (рис. 1.3.16а).

Используя оценку для константы электрон-фононного взаимодействия для *Cr* при низких температурах, $\Sigma_{Cr} \sim 1 \text{ HBt/K}^5/\text{мкм}^3$, по формуле $T_e \approx (R_c I^2 / \Omega \Sigma_{Cr})^{1/5}$ (Ω - объем резистора) [40], была определена электронная температура в резисторах $T_e \approx 100 \text{ мK} > T_{ванны}$. Поскольку теперь $k_{B}T_{e}/E_{C,J} \sim 0.2$, факт более высокой электронной температуры, по сравнению с температурой ванны, следует учитывать при более точном расчете чувствительности блоховского транзистора, в отличие от случая, который был рассмотрен в пределе $k_{B}T_{e}/E_{C,J} << 1$.

Несмотря на упомянутые выше поправки, собственный зарядовый шум блоховского транзистора был все же существенно меньше, чем измеренный уровень ~ 10⁻³ е/Гц^{1/2}, поэтому превышение измеренного уровня шума над теоретически оцененным связано с характерным влиянием флуктуаций фонового заряда.

Обсуждение результатов

Исследование шумовых характеристик транзисторов различной топологии и расположенных на различных диэлектрических подложках позволяет утверждать, что уровень шума транзистора зависит как от его собственной топологии, так и от разновидности диэлектрического слоя, контактирующего с его островом. Это также подтверждает наличие источников шума в диэлектрической подложке и их заметное влияние на уровень измеряемого шума транзистора (см. работу [41] и ссылки в ней).

Что касается возможного зарядового шума, связанного с туннельным барьером, можно согласиться с Сонгом и др. [16] в том, что одноэлектронный электрометр более чувствителен даже к очень малым смещениям заряда внутри тонкого ($d \sim 1 \div 2$ нм) туннельного барьера по сравнению с аналогичными смещениями в подложке. Более того, известно, что флуктуирующие ловушки в барьере проявляют себя в сравнительно больших по площади одиночных туннельных переходах [25]. Тем не менее, есть существенное различие между большим переходом с большой собственной емкостью и переходом одноэлектронного устройства с малой емкостью. В первом случае, электрическое поле *E* внутри барьера поддерживается постоянным во времени, тогда как, в последнем случае, поле непрерывно изменяется из-за последовательного заряда и разряда острова одиночными

электронами. Характерная скорость переключения поля пропорциональна ΔE $\tau^{-1} \approx I/e \approx 6.25 \ \Gamma \Gamma \Pi/h A$ току И его напряженность $e/\varepsilon dC_{\Sigma} \approx 10^5/C_{\Sigma}$ В/м × фФ. Поэтому, трудно представить в таких условиях зарядовую ловушку, которая производит устойчивый телеграфный сигнал значительно меньшей амплитуды (по сравнению с характерным изменением напряжения на переходе $V \sim e/C_{\Sigma} \approx 0.16/C_{\Sigma}$ мВ × фФ), поскольку при каждом туннельном событии скачок электрического поля "встряхивает" такую ловушку сильнейшим образом. С другой стороны, небольшое переменное электрическое поле, проникающее в подложку, может активировать там замороженные ловушки и увеличить общий шум. В разделе 1.3 настоящей главы приведен наглядный пример зарядового флуктуатора и характерный момент его активации при увеличении транспортного тока, что также может объясняться активизацией переменным электрическим полем замороженных ловушек в диэлектрическом слое подложки, прилегающем к острову транзистора.

Представленные результаты показывают, ЧТО вероятнее всего избыточный одноэлектронного электрометра определяется ШУМ контактирующей с его островом диэлектрической подложкой. Последующие эксперименты подтвердили эту гипотезу. Тем не менее, достигнутый в экспериментальных образцах уровень зарядовой чувствительности (~ 10⁻⁴ *е*/Гц^{1/2}) обеспечивает одноэлектронному транзистору лидерство в ряду самых чувствительных электрометров для исследования мезоскопических объектов.

1.4. Одноэлектронный транзистор с резистивными элементами вместо туннельных переходов

Одноэлектронный транзистор является самым известным и наиболее широко исследованным мезоскопическим устройством, работающим на основе эффекта кулоновской блокады.

Одноэлектронный транзистор обычно содержит два туннельных перехода сверхмалой площади, прикрепленных к маленькому острову (их общий проводящий электрод), который емкостным образом связан с электродом затвора. Из-за значительного сопротивления туннельных переходов возникает квантование заряда на острове. С другой стороны, туннельные переходы все же позволяют заряжать и разряжать остров путем туннелирования отдельных электронов через барьеры при условии, что температура T достаточно низкая, а именно $k_BT \ll E_c$. Транспорт электронов контролируется затвором, электрическое поле которого поляризует остров транзистора и поэтому изменяет порог кулоновской блокады. Увеличение напряжения V_g затвора вызывает ступенчатое приращение числа электронов на острове, что приводит к периодической зависимости ВАХ транзистора от напряжения V_g с периодом в один электрон. Благодаря этому эффекту одноэлектронный транзистор обеспечивает возможность для измерения поляризационного заряда на его острове с субэлектронным разрешением. Это свойство одноэлектронного транзистора успешно использовалось во многих экспериментах для измерения и мониторинга субэлектронных величин заряда в мезоскопических системах [42-46].

Для изготовления одноэлектронного транзистора использовались различные материалы и методы [17, 18, 47-49]. Несмотря на значительный прогресс в технике изготовления, все еще существует потребность в устройствах, которые имеют хорошие электрические параметры, относительно просты в изготовлении и менее подвержены разрушению электрическим током. Мотивация работы, описанной в этом разделе, заключалась в разработке одноэлектронного транзистора, обладающего потенциалом для удовлетворения этих требований.

Работа была основана на идее изготовления металлического одноэлектронного транзистора с высокоомными ($R >> R_Q$) пленочными микрополосками из хрома, заменяющими традиционные (оксидные) туннельные барьеры между островом и внешними электродами транзистора.

Вместо одиночных тонких оксидных барьеров с низкой прозрачностью использовались высокорезистивные пленки с предположительно диффузионным переносом электронов. Переходы этого типа должны также обеспечивать достаточную изоляцию острова, приводя к коррелированному движению электронов через переходы транзистора. Эта идея основана на теоретической работе, выполненной Назаровым [50], который предсказывал одноэлектронные эффекты на небольшом металлическом острове, связанном с электронным резервуаром с помощью «произвольного рассеивателя» (не обязательно туннельного перехода). Затем эта идея была развита Голубевым и Заикиным [51], которые вычислили нелинейные ВАХ диффузионного проводника (системы рассеивателей) с собственным эффектом кулоновской блокады. Ниже будут продемонстрированы интересные одноэлектронные характеристики полностью металлического устройства, состоящего из двух *Сг* резистивных пленок и металлического *Al* острова между ними.

Изготовление образцов

Экспериментальные структуры были изготовлены путем теневого напыления через подвешенную маску [52] на *Si* подложке с буферным слоем Al₂O₃ (толщиной около 200 нм). Чтобы получить надежные металлические контакты между пленками Cr и Al, процесс изготовления выполнялся in situ в три этапа. Вначале, пленка Al толщиной 10 нм была нанесена электроннолучевым испарением под первым углом. Процесс сформировал нижние слои острова и внешние электроды. Затем, Cr пленка толщиной d = 6-8 нм напылялась при низком остаточном давлении кислорода (~10⁻⁵ мбар), формирования тестовых которое слегка изменялось при пленок с $R_{\kappa\kappa}$. Второе различными сопротивлениями на квадрат напыление выполнялось под вторым углом для перекрытия нижнего Al слоя и обеспечения электрического соединения между островом и внешними электродами. Номинальная площадь контакта между слоями Al и Cr составляла 100×120 нм². Наконец, второй Al слой (толщиной около 30 нм) напылялся под первым углом, так что концы полосок Cr были охвачены Al

электродами снизу и сверху. При таком расположении слоев (рис. 1.4.1) эффективная площадь контакта между слоями *Al* и *Cr* удваивалась, что обеспечивало надежный электрический контакт между ними.





Рис. 1.4.1. Геометрия (вид сверху) структуры одноэлектронного транзистора с резистивными *Cr* элементами. На вставке показан поперечный разрез предположительно омического контакта между пленками *Cr* и *Al*.

Электрод затвора транзисторной структуры образовывался в процессах формирования *Al* и *Cr* пленок и располагался вблизи острова. Вид сверху результирующей структуры представлен в виде эскиза на рис 1.4.1, где паразитные тени напыленного металла не показаны для ясности.

Результаты измерений

Вначале были охарактеризованы отдельные Cr полоски (длина 1.0 - 2.8 мкм, ширина 100 нм, толщина 6-8 нм), среди которых были идентичные тем, которые использовались в образцах транзисторов. Чтобы проверить возможное влияние электрического поля на перенос электронов в Cr полосках, каждая полоса была снабжена отдельным электродом затвора, расположенным поблизости. Cr полоски имели разные сопротивления на квадрат $R_{\rm kB}$ (от 1 до 30 кОм), в зависимости от условий их формирования.

ВАХ этих полосок, измеренные при T = 30 мК, представлены на рис. 1.4.2. Низкорезистивные образцы 1 и 2 показали незначительную нелинейность их ВАХ, тогда как образцы 3 и 4 (с $R_{\kappa g} \approx R_O$ или выше) демонстрировали область блокады тока на своих ВАХ. Такие характеристики образцов связаны с остаточными эффектами кулоновской блокады в небольших *Cr* гранулах, образующих резистивные полоски. Когла туннельное сопротивление R_i тонких барьеров, отделяющих металлические гранулы, увеличивается до порогового значения около R_O, массив этих гранул переходит в состояние блокады. При более низких сопротивлениях барьеров зарядовый эффект существенно ослабляется квантовыми флуктуациями И поведение становится металлическим. Предполагая однородное двумерное расположение гранул, можно непосредственно связать сопротивление квадрат с межгранульным барьерным на сопротивлением, т.е. $R_i = R_{\kappa e}$.



Рис. 1.4.2. ВАХ *Cr* полосок толщиной 6-8 нм с разными сопротивлениями на квадрат $R_{\kappa 6}$. 1: полоска с низким сопротивлением длинной 1 мкм, R = 25 кОм $(R_{\kappa 6} = 2.5 \text{ кOm})$; 2: полоска с низким сопротивлением длинной 2.8 мкм, R = 85 кОм $(R_{\kappa 6} = 3 \text{ кOm})$; 3: полоска со средним сопротивлением длиной 1.4 мкм, R = 80 кОм $(R_{\kappa 6} = 5.5 \text{ кOm})$; 4: полоска с высоким сопротивлением длинной 1 мкм, R = 140 кОм $(R_{\kappa 6} = 14 \text{ кOm})$.

Была сделана попытка использовать затворы, расположенные рядом с *Cr* полосками (аналогично транзисторным затворам, показанным на рис. 1.4.1), для управления транспортным током через полоски, но ни одна из ВАХ не показала заметной зависимости от напряжения затвора в значительном диапазоне его напряжений ($|V_g| < 1$ V). Хотя это свойство типично для металлического поведения, его также можно понять на основе модели двумерного массива: поскольку фоновые заряды (- $e/2 \le Q_{0i} \le e/2$, i =1,2, ..., N) распределены случайным образом по большому числу N малых (<< 100 нм) островков гранулированной пленки. ИХ дополнительная поляризация (∞V_g), создаваемая общим затвором, не изменяет случайного характера их распределения. ВАХ оставались почти такими же, когда значение V_g изменилось. (Этот факт также указывает на то, что размер гранул Cr достаточно предположительно << 100 нм, что объясняет мал,

незначительное влияние потенциала затвора на их поляризацию.) Заметим, что по той же причине зависимость ВАХ от V_g одномерного массива из 13 туннельных переходов [15, 53] не была периодической и не столь сильной, как в случае транзисторных структур.

Транзисторная структура состояла из двух секций Cr пленки с сопротивлением квадрат $R_{\kappa \kappa} =$ 4 кОм. Полное на асимптотическое сопротивление R образца составляло величину около 110 кОм. Предполагается, что сопротивление возможных туннельных переходов на интерфейсах Al/Cr было небольшим (< R_O). Площадь поверхностного соединения Al и Cr пленок была в 30 раз больше площади поперечного сечения Cr полосок. Поэтому количество параллельных проводящих каналов между гранулами Cr и пленкой Al должно быть в 30 раз больше, чем количество каналов в поперечном сечении полосы. Сопротивление такого проводящего канала равно приблизительно сопротивлению между гранулами *Cr*, которое составляет около $R_{\kappa g} = 4$ кОм. Эта оценка дает значение ниже 120 Ом для сопротивления интерфейса Al/Cr. Верхняя оценка может быть сделана из данных низкоомной полосы Cr, суммарное сопротивление которой составляло 10 кОм. Если предположить, что ЭТО значение сопротивлениями двух интерфейсов *Al/Cr*, обусловлено только МЫ заключаем, что сопротивление интерфейса меньше R_{кв}. Сопротивление R, а также форма ВАХ транзистора были практически нечувствительны к перпендикулярному магнитному полю до силы B = 1 T. При низкой температуре T = 30 мК это значение *В* обеспечивало нормальное состояние *Al* и, следовательно, нормальную плотность электронных состояний В электродах. Тот факт, что нормальные ВАХ оставались идентичными тем, что и для сверхпроводящих Al электродов, обосновывает вывод о незначительной роли сопротивления раздела *Al/Cr*. ВАХ транзистора для набора значений напряжения затвора приведены на рис. 1.4.3. Эти характеристики четко демонстрируют типичное одноэлектронное поведение устройства: сильный эффект блокады (максимальный размер блокады $V_{max} \approx$

0.5 мВ) и глубокая модуляция порога блокады затвором. Дифференциальное сопротивление образца в «открытом» состоянии в районе V = 0 составило величину около 60 мОм и резко уменьшалось с увеличением V. Кривые модуляции были строго периодичны с периодом $\Delta V_g \approx 7$ мВ. Постоянная амплитуда и стабильный период сохранялись в широком диапазоне измерений (40 периодов - см. рис. 1.4.4). Из полученных характеристик была вычислена емкость $C_g = e/\Delta V_g \approx 23$ аF. Это значение согласуется с размерами и взаимным расположением острова и затвора.



Рис. 1.4.3. Экспериментальная поверхность $I(V, V_g)$ *Cr* транзистора при 30 мК.

Поскольку затвор не оказывал влияния на ВАХ отсоединенных Cr полосок, есть веские основания полагать, что транзисторный затвор также не изменяет проводимость встроенных Cr элементов. Таким образом, исследуемое устройство работает так же, как и обычный одноэлектронный транзистор с туннельными барьерами: транспорт реализуется с помощью одиночных электронов, которые приходят на остров (уходят с острова) через высокорезистивные Cr элементы. Напряжение смещения транзистора $V_{off} = 1.1$ мВ оценивалось по асимптотам ВАХ, измеренных до относительно высоких напряжений |V| > 3 мВ.



Рис. 1.4.4. Кривые модуляции $I(V_g)$ *Cr* транзистора, измеренные при фиксированном напряжении V = 0.45 мВ и температуре T = 30 мК.

После оценки отношения напряжения к заряду dV/dQ из периодической зависимости V от V_g были измерены спектры шума в разных рабочих точках (на склоне, в максимуме и минимуме) на кривой модуляции при I = 5 pA. Данные, представленные на рис. 1.4.5, четко указывают на зарядовую природу доминирующего шума [54]. Форма спектра мощности шума была близка к 1/f, а уровень зарядового шума при 10 Гц оказался равным $5 \cdot 10^{-4} e/\Gamma q^{1/2}$. Полученное значение характерно для транзисторов с туннельными переходами $Al/AlO_x/Al$ и с довольно большим размером острова

~ 1 мкм. Слегка повышенный шум в исследуемом транзисторе обусловлен довольно большой площадью контакта его острова с подложкой, что обычно приводит к увеличению зарядового шума одноэлектронного транзистора [12, 55]. Уровень шума может быть минимизирован за счет уменьшения размера острова [55].

обнаружено особенностей Было несколько замечательных исследуемого образца транзистора. В отличие традиционных OT одноэлектронных транзисторов, у которых $I \propto V$ в открытом состоянии при малых *V*, наблюдалась значительная нелинейность ВАХ с зависимостью тока $I \propto V^{\alpha}$ ($\alpha = 2.5$). В состоянии кулоновской блокады у ВАХ наблюдается большая область с малым током (рис. 1.4.3).



Рис. 1.4.5. Спектры зарядового шума *Cr* транзистора, измеренные в точках модуляционной кривой $V(V_g)$ при $\eta = 0$ и при максимальном значении η на склоне $V(V_g)$.

Токовая зависимость в области угла блокады существенно круче (см. рис. 1.4.6, который показывает, что линейное увеличение тока приводит к

сильно нелинейному увеличению напряжения), чем зависимость $I \propto V^3$, что характерно для транзисторов с туннельными барьерами при низких [56] эффекта температурах из-за сотуннелирования. Процесс сотуннелирования в одноэлектронных транзисторах связан с когерентным одновременным туннелированием двух электронов через два перехода [57]. То есть в нашем случае значение показателя $\alpha > 10$. Наблюдаемая зависимость показывает, что многоэлектронные процессы, т.е. приход электрона на остров с одновременным вылетом другого электрона через другой переход, сильно подавляются. Аналогичное подавление тока сотуннелирования происходит В одномерных массивах туннельных переходов с большим количеством переходов [56] или в устройствах с миниатюрными встроенными резисторами (*R*-SET [58]) из-за влияния диссипативного электромагнитного окружения [59], созданного этими резисторами. Интересно, что, хотя исследуемое устройство основано на другом типе переходов (соединения с островом), его поведение аналогично поведению *R*-SET, т.е. сочетает в себе свойства глубокой модуляции одноэлектронного тока и значительного подавления тока сотуннелирования. Из-за значительного подавления сотупнелирования мы смогли наблюдать модуляционные характеристики $V(V_{o})$ при очень малом транспортном токе I транзистора (рис. 1.4.6). Например, при $I = I_0 = 200 \text{ фA}$ значение V = 0.3 мBприближается к максимальному значению. Оценка тока сотупнелирования в симметричном одноэлектронном транзисторе с туннельными барьерами с аналогичными параметрами (R = 110 кОм и $V_{off} = 1.1$ мВ) при том же напряжении V = 0.3 мВ дает значение $I_{cot} = 15$ рА, которое на два порядка больше, чем I_0 .



Рис. 1.4.6. $V(V_g)$ модуляционные кривые *Cr* транзистора, измеренные при транспортных токах I = 0.1, 0.2, ...1 пА и T = 30 мК.

Механизм переноса электронов, приводящий к одноэлектронному поведению исследуемого транзистора, является наиболее интригующим вопросом. Предполагается, что *Cr* пленки имеют гранулированную (предположительно мелкую, ~10 нм) структуру. Это подтверждается тем фактом, что объемное сопротивление *Cr* проводников ($\rho = R_{\kappa 6} \cdot d = 3 \times 10^{-5}$ Ом·м, было бы слишком высоким, чтобы быть связанным с чистым металлическим поведением. Это значение ρ на порядок больше, чем максимальное металлическое сопротивление $\rho_{max} \sim R_Q \cdot a = 2 \times 10^{-6}$ Ом·м, где a = 0.3 нм - минимальная длина свободного пробега порядка межатомного расстояния. Отметим, что барьеры, разделяющие гранулы, довольно прозрачны ($R_i \sim 4$ кОм).

Отметим два факта, которые подтверждают предположение: во-первых, кулоновская блокада в *Cr* полосках (а также в транзисторе в открытом состоянии) значительно ослаблена. (Так как температура во время измерений была достаточно низкой и размер гранул не мог превышать размеров полосок, термическое размывание блокады может быть исключено.) Вовторых, график Аррениуса сопротивления транзистора в открытом

состоянии, $R_{open}(T)$, дает энергию активации около 20 мкэВ, что для модели барьеров с низкой проницаемостью будет соответствовать огромной собственной емкости зерен ($10^{-14} \Phi$). Эта несогласованность объясняется значительной прозрачностью барьера. В этом случае уменьшение эффективной кулоновской щели может быть объяснено экспоненциальной ($\infty exp(-2 \cdot R_0/R_i)$) перенормировкой зарядовой энергии [60].

Обсуждение результатов

Представлен оригинальный вариант одноэлектронного транзистора с высокоомными Cr пленками вместо традиционных туннельных переходов [61-64]. Хотя полная теория его работы еще не сформулирована, предложенное устройство, очевидно, ведет себя как одноэлектронный транзистор. Характеристики транзистора качественно похожи на характеристики одноэлектронного транзистора с обычными туннельными Одним из преимуществ исследуемого одноэлектронного переходами. транзистора является относительная простота его изготовления. Основная формировании Cr трудность заключается В пленки С заданным сопротивлением на квадрат. Исследуемое устройство состоит из элементов довольно большого размера по сравнению с традиционными одноэлектронными устройствами с туннельными переходами. Таким увеличения рабочей температуры образом. для подобных устройств необходимо уменьшать размеры их резистивных элементов - *Cr* полосок.

Сильное подавление тока сотуннелирования, конечное сопротивление в открытом состоянии и его нечувствительность к магнитному полю являются многообещающими признаками, чтобы предложенное устройство могло выполнять работу переключателя с малой утечкой в тонких экспериментах с мезоскопическими структурами, такими как одноэлектронные ловушки, насосы и т.д. Сильное подавление тока сотуннелирования обеспечивает транзистору возможность работы в качестве электрометра при предельно низких значениях транспортного тока I = 200 фA. Преимущество использования Cr полоски вместо длинной цепи переходов заключается в
том, что управление таким транзистором проще - только одним затвором. Потенциальное применение Cr одноэлектронного транзистора возможно в цифровых одноэлектронных схемах, особенно если проблема дрейфа такой же фонового заряда будет серьезной, как В традиционных одноэлектронных устройствах. Хотя в нескольких исследованных образцах не было обнаружено заметного дрейфа фонового заряда во время измерений, дальнейшее изучение этого вопроса имеет важное значение. Наконец, Сг пленочные транзистора более стойки к электрическому стрессу, поскольку они не имеют туннельных барьеров, которые обычно очень чувствительны к импульсам напряжения.

1.5. Одноэлектронный транзистор на основе высоколегированного КНИ

В алюминиевых одноэлектронных транзисторах на основе Al/AlO_x туннельных переходов [18], изготавливаемых методами теневого напыления, характерные ёмкости переходов в большинстве случаев находятся в интервале 0.1-1 фФ. Несмотря на демонстрацию металлических одноэлектронных транзисторов с предельно малыми размерами элементов структуры, которые показывали следы одноэлектронного поведения при комнатной температуре [65], основной диапазон рабочих температур Alодноэлектронных транзисторов ограничивается температурами жидкого гелия.

С развитием кремниевых технологий для изготовления наноразмерных структур, появилась возможность изготовления одноэлектронных устройств с более высокой рабочей температурой, механической прочностью и большей устойчивостью Наиболее К электрическим перегрузкам. перспективным для высокотемпературных одноэлектронных устройств метод изготовления, использующий пластины выглядит кремния на изоляторе (КНИ). Дополнительным преимуществом одноэлектронных КНИ

структур является возможность их сопряжения с традиционной электроникой на основе кремния.

В результате проведенных исследований разработан и реализован оригинальный метод изготовления одноэлектронных транзисторов из КНИ [66-70].

Изготовление образцов

В качестве материала для изготовления одноэлектронных транзисторов использовались коммерчески доступные пластины КНИ (Soitec ® «Unibond» wafers), обладающие следующими характеристиками:

 верхний слой кремния р-типа легирован бором, толщина — 55 нм, удельное сопротивление -7-12 Ом·см;

– изолирующий диэлектрик *SiO*₂, толщина — 150 нм;

поддерживающая кремниевая пластина р-типа легирована бором,
толщина - 700 мкм, удельное сопротивление - 7-12 Ом см.

Верхний слой кремния легировался мышьяком методом ионной имплантации до практически металлической проводимости. Важно было добиться того, чтобы вся имплантированная примесь находилась в верхнем слое кремния, не попадая в низлежащий слой диэлектрика и, тем более, в поддерживающую подложку. Для этого использовалось легирование большими ионами мышьяка As^+ с пониженным ускоряющим напряжением 6 кВ и дозой $1.25 \cdot 10^{15}$ см⁻². Для восстановления кристаллической структуры кремния, разрушенной в процессе имплантации, проводился быстрый термический отжиг при максимальной температуре 925°C и времени нагрева 10 с. Сопротивление верхнего слоя КНИ составило величину ~ 340 Ω/\Box . Профиль залегания As, представленный на рис. 1.5.1, показывает, что имплантированные примеси сосредоточены в верхнем слое кремния. Из представленного профиля видно, что верхний слой КНИ легирован до вырождения и обладает квазиметаллической проводимостью.



Рис. 1.5.1. Профиль залегания атомов мышьяка в верхнем слое КНИ после термического отжига.

Для предварительного формирования геометрической структуры транзисторов была использована маска, схематическое изображение которой представлено на рисунке 1.5.26. В такой структуре резистивная область, являющаяся аналогом туннельных переходов, формируется в локальных сужениях, отделяющих остров транзистора от подводящих электродов. Хорошо известно, что одноэлектронные эффекты хорошо различимы на фоне тепловых флуктуаций, когда характерная электростатическая энергия системы - $e^2/2C_{\Sigma}$ - значительно превосходит характерную энергию тепловых флуктуаций - kT. Это означает, что рабочая температура одноэлектронного устройства будет выше 4.2 К при условии, что характерные размеры элементов структур не будут превышать величину порядка 20-50 нм. Такие размеры не всегда достижимы с помощью прямой литографии, однако, возможность последующего уменьшения размеров структуры в процессе травления позволяет обеспечить требуемые параметры.

Структуры транзисторов формировались в верхнем слое КНИ методом реактивно-ионного травления кремния через металлическую маску. Процесс

формирования был практически полностью аналогичен тому, что использовался при изготовлении кремниевых нанопроводов из КНИ [71].



Рис. 1.5.2: **а** - принципиальная схема одноэлектронного транзистора, **б** - схематическое изображение маски для проведения электронной литографии.

В тонком слое электронного резиста ПММА 950К толщиной 100 нм с помощью процесса электронной литографии (литографическая приставка Raith-ELPHY Quantum на базе электронного микроскопа Carl Zeiss Supra40) – экспозиция и проявление - формировались свободные от резиста области, соответствующие форме структуры (рис. 1.5.2б), в которые напылялся тонкий (10 нм) слой алюминия, образующий маску для последующего процесса травления кремния.

Перенос рисунка алюминиевой маски в верхний слой кремния происходил в результате реактивно-ионного травления в смешанной атмосфере газов CF_4 и O_2 в соотношении 4:1. Давление смеси газов составляло 8 Па, мощность ВЧ разряда – 50 Вт. Контроль глубины травления обеспечивался методом лазерной интерферометрии. Оптимизированный процесс травления обеспечивал практически точный перенос формы и размеров маски в слой кремния и хорошую вертикальность края [71-72]. После травления маска удалялась в слабощелочном растворе. Характерный пример полученных структур показан на рисунке 1.5.3. Так как рабочий слой

кремния был легирован до уровня металлической проводимости, не было необходимости использовать дополнительную металлизацию ДЛЯ изготовления подводящих проводов и контактных площадок, которые формировались в том же слое кремния. Совмещение рисунков тонких элементов структуры достаточно крупных контактных площадок И этапе электронной литографии. Крупные происходило на элементы структуры формировались в слое электронного резиста в процессе фотолитографии с использованием коротковолнового (< 250 нм) ультрафиолетового излучения, затем в электронном литографе происходило совмещение элементов структур различных масштабов.



Рис. 1.5.3: Микрофотография структуры кремниевого одноэлектронного транзистора.

Изготовленные образцы закреплялись в керамическом держателе (рис. 1.5.4а) для проведения измерений. После этого проводилось изотропное травление изготовленных структур в серии последовательных процессов с промежуточными измерениями их характеристик. Основное назначение проводимых процессов травления – изоляция острова транзистора от внешнего окружения, т.е. формирование резистивных перемычек («туннельных» переходов) на месте локальных сужений, соединяющих остров транзистора с подводящими электродами. Изотропное травление приводит как к уменьшению размеров элементов транзистора в трех измерениях, так и к утоньшению кремниевого слоя. Поэтому, для сохранения изначально высокой проводимости подводящих проводов проводилось локальное травление в открытых областях со структурами транзисторов, вся остальная часть поверхности образца была покрыта защитным слоем электронного резиста (рис. 1.5.4).



Рис. 1.5.4. **а** - чип в керамическом держателе, покрытый слоем резиста; **б** - окна в полимерной маске из электронного резиста для локального травления структуры транзистора.

Параметры процесса изотропного травления: давление смеси газов -30 Па; мощность ВЧ разряда – 30 Вт; соотношение CF_4 и O_2 - 7:1. Соотношение CF_4 и O_2 изменено для уменьшения скорости травления полимерной маски, которая выдерживала серию из трех последовательных процессов травления длительностью по одной минуте. В случае возникновения необходимости дальнейшего травления структуры, процесс изготовления защитной маски проводился заново.

Экспериментальный образец со структурой транзистора подвергался последовательным процессам изотропного травления до тех пор, пока на вольтамперной характеристике не появлялся участок кулоновской блокады.

Также был разработан метод изготовления подвешенных структур [73, 74], обеспечивающий изоляцию острова транзистора от влияния источников зарядового шума, сосредоточенных в диэлектрической подложке [14].

Удаление слоя SiO₂ под островом транзистора происходило в BHF – буферированном растворе плавиковой кислоты. Жидкостное травление проводилось локально - в открытых областях со структурами транзисторов, остальная часть поверхности чипа была покрыта защитным слоем электронного резиста. Открытые области формировались в процессе электронной литографии и последующего проявления электронного резиста. Их размеры составляли величину порядка 10 мкм². В качестве защитного слоя использовалась двухслойная маска электронного резиста ПММА/МАА суммарной толщиной ~ 0.5 мкм, которая выдерживала жидкостное травление в течении трех минут, за которое происходило полное удаление слоя окиси кремния толщиной 145 нм и образовывался подтрав под центральным островом структуры (Рис. 1.5.5).



Рис. 1.5.5. Подвешенный кремниевый одноэлектронный транзистор.

Результаты измерений

Измерения вольтамперных характеристик одноэлектронных транзисторов происходили в режиме задания напряжения между стоком и истоком транзистора и измерении тока при различных напряжениях на затворе транзистора. Образцы исследовались в диапазоне температур 15 мК – 300 К. При комнатной температуре и температуре жидкого азота (77 К)

проводились измерения вольтамперных характеристик с целью определения асимптотического сопротивления одноэлектронного транзистора, которое результате постепенно вырастало В последовательных процессов изотропного травления, формирующих окончательную структуру туннельные Эти транзистора (остров резистивные переходы). И предварительные измерения характеризовали созданную структуру И определяли необходимость ее дальнейшей модификации.



Рис. 1.5.6. **а** — ВАХ кремниевого одноэлектронного транзистора при различных напряжениях на затворе; **б** - модуляционные характеристики кремниевого одноэлектронного транзистора при различных напряжениях смещения. T = 4.2 К.

Исследования одноэлектронных структур проводились как при температуре жидкого гелия - 4.2 К, когда проявлялись характерные особенности поведения одноэлектронных структур (кулоновская блокада транспортного тока и периодическая зависимость его величины ОТ напряжения на затворе транзистора), так и в мК диапазоне при детальном исследовании их шумовых характеристик. На рисунке 1.5.6а. представлены характерные вольтамперные характеристики кремниевого одноэлектронного кулоновской блокады транзистора ОТ максимума ЛО полностью разблокированного состояния. Порог кулоновской блокады Voff определялся по пересечению асимптоты ВАХ в максимуме блокады с осью Х (напряжение сток-исток) и составил величину 2.2 мВ. Значение V_{off} определяет характерную зарядовую энергию одноэлектронного транзистора $E_C = e \cdot V_{off}$, которая в единицах температуры оказалась более, чем 25 К. рабочая Оптимальная температура одноэлектронного устройства определяется как величина в 5-10 раз меньшая величины Е_C, и для исследуемого образца транзистора находится в районе температуры жидкого гелия – 4.2 К.

Модуляционные характеристики кремниевого одноэлектронного транзистора (рис. 1.5.6б) имеют периодический характер, с периодом по затворному напряжению ~ 1.5 В. По наведенному на остров заряду этот период равен одному электрону. Вычисленная крутизна преобразования (dI/dQ) для рабочей точки, выбранной на участке кривой с максимальной крутизной, составила величину 8.3 нА/е (е - заряд электрона).

Характерной особенностью кремниевого транзистора по сравнению с классическими металлическими структурами является присутствие модуляции с медленно убывающей амплитудой в области напряжений смещения $V > V_{off}$. У металлических структур на основе алюминия амплитуда модуляционных характеристик убывает с увеличением напряжения

смещения гораздо быстрее. Эта особенность, видимо, связана со структурой переходов кремниевого транзистора.

Более подробно характеристики кремниевых транзисторов исследовались в рефрижераторе растворения при температуре 15 мК. Диаграмма стабильности одного из транзисторов представлена на рис. 1.5.7.



Рис. 1.5.7. **а, б** - диаграммы стабильности кремниевого одноэлектронного транзистора (сдвиг диаграммы (б) связан со скачком фонового заряда во время измерений). *T* = 15 мК.

На приведённой диаграмме видна характерная особенность исследуемых кремниевых транзисторов — присутствие нелинейной зависимости транспортного тока от напряжения смещения в состоянии максимально открытого транзистора в области малых напряжений смещения (100-200 мкВ).

Наблюдаемая особенность отсутствует у традиционных металлических одноэлектронных транзисторов на основе переходов *Al/AlO_x*, однако наблюдалась в транзисторах на основе переходов из резистивных плёнок хрома [62]. Отдельные гранулы таких пленок разделены туннельными контактами высокой прозрачности ($R < R_O$), проводимость которых является нелинейной функцией приложенного напряжения и достигает минимума в области малых его значений. У исследуемых кремниевых одноэлектронных транзисторов наблюдаемую особенность можно объяснить аналогичным образом. При малых напряжениях и низких рабочих температурах атомы примеси представляют собой отдельные зарядовые центры (острова) с туннельной проводимостью между собой, которые приближаются К состоянию, близкому к блокадному. Однако, при больших напряжениях переходы открываются, сопротивление смещения И транзистора уменьшается.

Измерения шумовых характеристик кремниевого транзистора проводились в диапазоне частот $0.5 - 250 \,\Gamma$ ц [75, 76]. На рис. 1.5.8 представлены характерные величины спектральной плотности флуктуаций тока одноэлектронного транзистора из КНИ в трёх различных точках модуляционной кривой $I(V_3)$: максимуме (чёрная кривая), минимуме (красная кривая) и максимуме крутизны dI/dV_3 (синяя кривая). Форма спектральной плотности зарядовых флуктуаций кремниевого транзистора в точке с максимальной крутизной близка к 1/f, что является характерным и для металлических одноэлектронных транзисторов. В точке с максимальной крутизной dI/dV_3 уровень токового шума транзистора оказался существенно выше, чем в точках с минимальной крутизной – в минимуме и максимуме

модуляционной кривой. Этот факт свидетельствует о доминировании зарядового шума транзистора над прочими источниками шума, например, связанными с флуктуациями проводимости переходов. В кремниевых транзисторах, где проводящий поверхностный слой КНИ обеспечивался легированием фосфором [72], наблюдался повышенный уровень шума в точках максимума тока, связанный, как мы считаем, с флуктуациями проводимости переходов транзистора. Транзисторы, где поверхностный слой кремния легирован мышьяком, демонстрируют более высокое качество переходов с существенно меньшим уровнем шума. Это может быть связано с качеством процесса легирования, проведённого в деликатном режиме, когда имплантированные ионы не проникают на большую глубину:

- использование более тяжелых ионов As+ вместо P+;
- использование ускоряющего напряжения 6 кВ вместо 50 кВ;
- использование режима быстрого термического отжига.



Рис. 1.5.8. Спектральная плотность флуктуаций кремниевого одноэлектронного транзистора в различных точках модуляционной кривой. $V_{cu} = -2 \text{ мB}, T = 15 \text{ мK}.$

Для подробного исследования шумовых свойств кремниевого транзистора были проведены измерения спектров флуктуаций тока на участке модуляционной кривой шириной в полтора периода с шагом в 1/30 электрона в зарядовых единицах. В 50-ти точках выбранного участка модуляционной кривой измерялись спектры флуктуаций тока ($\Delta f = 0.5 - 250 \,\Gamma$ ц). Для оценки зависимости уровня шума транзистора от положений его рабочей точки были использованы значения спектральной плотности флуктуаций тока на характерной частоте $f = 10 \,\Gamma$ ц, принятой для оценки уровня низкочастотного 1/*f* шума одноэлектронных транзисторов.

На рис. 1.5.96 представлены зависимости крутизны модуляционной характеристики dI/dV_3 и уровня токового шума ($f = 10 \ \Gamma$ ц) одноэлектронного транзистора от затворного напряжения. Представленные данные наглядно демонстрируют зависимость уровня токового шума транзистора от крутизны его модуляционной характеристики (dI/dV_3) : чем чувствительнее рабочая точка транзистора, тем сильнее регистрируемый отклик от шумового окружения. Наблюдаемые зависимости свидетельствуют о зарядовой природе шума транзистора, обусловленной поляризационным влиянием электродинамического окружения на его остров. На основании полученных построить зависимость предельной зарядовой данных возможно чувствительности транзистора от затворного напряжения (рис. 1.5.9а, правая шкала). Измеренная модуляционная характеристика также представлена на рисунке (период модуляции $\Delta V_3 = 155$ мВ, ёмкость острова к затвору $C_3 =$ 1 аФ). Оптимальная рабочая точка транзистора находится в области с наибольшей крутизной модуляционной характеристики *dI/dV*₃, где порог зарядового шума минимален и составляет величину $1.6 \times 10^{-4} e/\Gamma \mu^{1/2}$ (f = 10 Гц). Минимальная величина предельной зарядовой чувствительности транзистора соответствует транспортному току $I \approx 0.5$ нА и напряжению смещения $V_{cu} = -2$ мВ.



Рис. 1.5.9. **а** - красная кривая - модуляционная характеристика $I(V_3)$ при напряжении смещения $V_{cu} = -2$ мВ, синие точки - предельная зарядовая чувствительность транзистора (f = 10 Гц); **б** - зеленая кривая — крутизна модуляционной характеристики dI/dV_3 , оранжевые точки — спектральная плотность флуктуаций тока транзистора (f = 10 Гц). T=15 К.

Увеличение напряжения V_{cu} до 4.5 мВ и, как результат, транспортного тока до 3 нА приводит к увеличению порога зарядового шума до значения $2.5 \times 10^{-4} \ e/\Gamma \mu^{1/2}$ (рис. 1.5.10г).







Рис. 1.5.10. Красные кривые - модуляционные характеристики $I(V_3)$, синие точки - предельная зарядовая чувствительность транзистора (f = 10 Гц) при различных напряжениях смещения. T=15 мК.

На рис. 1.5.10 показаны зависимости уровня зарядового шума транспортного тока от затворного напряжения при различных напряжениях смещения. Представленные данные демонстрируют тенденцию плавного увеличения зарядового шума кремниевых транзисторов при увеличении транспортного тока, ЧТО является характерным для традиционных [77]. Наблюдаемые металлических одноэлектронных транзисторов характеристики (рис. 1.5.9а, 1.5.10) показывают, что порог зарядовой чувствительности увеличивается на порядок, когда крутизна преобразования dI/dV₃ значительно падает. Это связано с тем, что вклад зарядового

компонента в интегральный шум транзистора уменьшается с уменьшением крутизны преобразования. При некотором её значении вклад зарядового шума становится сравнимым с вкладом других источников шума, а при дальнейшем уменьшении становится почти незаметным. Тем не менее, при ненулевом значении крутизны преобразования имеет смысл говорить о пороге чувствительности транзистора к внешнему полевому воздействию. Порог чувствительности в этом случае будет определяться в основном незарядовыми компонентами шума.

Обсуждение результатов

Транспортные шумовые характеристики кремниевых И одноэлектронных транзисторов близки к характеристикам Al транзисторов, повышенной чувствительностью но отличаются И низким уровнем зарядового шума. Продемонстрированные характеристики транзисторов на основе КНИ, а также возможность их интеграции со структурами на основе традиционной кремниевой технологии, позволяют рассматривать кремниевые одноэлектронные транзисторы в качестве основных кандидатов для высокочувствительных полевых/зарядовых сенсоров для локальных и сканирующих зондовых систем с нанометровым пространственным разрешением. Примером использования такого может служить представленная в патенте [78] конструкция кремниевого одноэлектронного транзистора на основе КНИ, позволяющая расположить его на оконечности зонда сканирующего зондового микроскопа и использовать в качестве высокочувствительного сенсора для изучения мезоскопических объектов и систем, как это было продемонстрировано в работе [79].

1.6. Одноатомный транзистор на основе единичных примесных атомов в кремнии

Использование отдельных атомов в качестве базовых элементов наноэлектронных устройств — крайне привлекательная идея, поскольку атомы обладают стабильной электронной структурой и свойствами.

Однозначные химические и физические свойства атомов позволяют на их основе делать воспроизводимые электронные элементы с уникальными зарядовыми и квантовыми свойствами. Отдельные атомы — единственные нанообъекты, у которых энергия размерного квантования по порядку величины совпадает с кулоновской энергией, что позволяет одновременно использовать эти физические эффекты для создания новых электронных устройств.

Первая работа, которую можно отнести к созданию одноатомного транзистора датируется концом 2006 года и была сделана в университете Делфта (Нидерланды) и межуниверситетском микроэлектронном центре в Бельгии [80]. В этой работе авторы не утверждали, что они сделали одноатомный транзистор, т.к. в то время такое утверждение было слишком смелым, поскольку только в начале 2000-х годов появились первые экспериментально реализованные планарные молекулярные транзисторы и научное сообщество признало возможность протекания туннельного тока через одиночную молекулу. В начале 2007 года в группе из Ельского университета был продемонстрирован эффект Штарка на одиночном примесном атоме в устройстве очень похожем на одноатомный транзистор [81]. В 2008 году в научной группе университетов Дельфта и Пердью был реализован полевой транзистор, при измерении которого удалось получить качественную диаграмму стабильности одиночного примесного атома. Что важно, в этой работе наблюдались полосы соответствующие дискретным энергетическим уровням примеси и квантованным состояниям в подводящих электродах [82]. Затем начиная с 2010 года последовала серия работ центра квантовых компьютерных технологий университета Нового Южного Уэльса в первой из которых был продемонстрирован атомный транзистор на основе 3-х близко расположенных примесных атомов [83]. В 2010 году в совместной Нового Южного Уэльса И Мельбурна было научной группе продемонстрировано одноэлектронное устройство на основе нескольких примесных атомов и двух управляющих электродов, с помощью которых

были получены характерные шестиугольные диаграммы стабильности, показывающие взаимодействие двух примесных атомов в процессе туннельного транспорта. Группа из университета Гренобля в 2010 также продемонстрировала образец созданного полевого транзистора с примесным атомов в канале и продемонстрировала для таких транзисторов характерную диаграмму стабильности [84].

В 2012 году вышла ставшая достаточно знаменитой работа «A singleatom transistor» [85], выполненная сотрудниками квантовых центров университетов Нового Южного Уэльса, Сиднея и Мельбурна, университета Пердью и корейского института науки и информационных технологий. В этой работе структура транзистора была сформирована контролируемым помещением одиночного атома фосфора между туннельными и управляющими электродами. С этого момента возможность создания одноатомных транзисторов стала общепризнанной.

Нам разработать И удалось создать структуру одноатомного транзистора на основе КНИ, используя оригинальный и достаточно простой [86]. Сначала были метод изготовления реализованы структуры одноэлектронных транзисторов на основе 3-х примесных атомов фосфора [87], а затем одноэлектронный транзистор на основе единичного атома мышьяка. В этой структуре рабочим элементом (островом) одноатомного одноэлектронного твердотельного транзистора являлся одиночный примесный размещенный между туннельными атом мышьяка, И управляющими электродами В приповерхностной области тонкого монокристаллического кремниевого слоя, расположенного на поверхности диэлектрической подложки. Электрический ток в таком транзисторе - это последовательный пространственно-коррелированный туннельный перенос одиночных электронов между транспортными электродами через выделенный примесный атом. Величина одноэлектронного тока сильно зависит от величины потенциала управляющего электрода. Выделенный примесный атом мышьяка, находящийся в приповерхностном слое кристалла

кремния, работает как сверхмалый проводящий остров, который может содержать в себе положительный и отрицательный заряд величиной в несколько электронов. Эффективный размер такого острова для атома мышьяка в кристаллическом кремнии составляет величину порядка 3 нм. Основной особенностью одноатомного одноэлектронного транзистора и его существенным отличием от одноэлектронных транзисторов на основе квантовых точек является специфический одночастичный молекул и энергетический спектр электронов выделенного примесного атома. Расстояние между электронными уровнями энергии примесного атома уменьшается по мере роста энергии уровня и его приближения к дну зоны свойственно свободным что атомам. Наличие проводимости, такого энергетического спектра позволяет однозначно идентифицировать туннелирование электронов через выделенный атомный центр по измеренной токовой диаграмме стабильности, в которой максимальная величина блокады монотонно уменьшается транспортного тока ПО мере увеличения управляющего напряжения.

Изготовление образцов

В качестве материала для изготовления экспериментальных образцов использовались пластины КНИ со следующими характеристиками:

толщина верхнего слоя кремния р-типа (*B*) – 55 нм, удельное сопротивление
− 10 Ом·см;

- толщина изолирующего слоя диэлектрика (SiO_2), - 145 нм;

- толщина поддерживающей кремниевой пластина р-типа (*B*) – 725 мкм, удельное сопротивление – 10 Ом · см.

Рабочий слой кремния КНИ пластины легировался методом ионной имплантации практически до предела растворимости легирующей примеси в кремнии. Для минимизации толщины высоколегированного слоя проводилось легирование тяжелыми ионами мышьяка As+ с пониженным ускоряющим напряжением 6 кВ и дозой 1.25×10^{15} см⁻². Для восстановления кристаллической структуры кремния проводился быстрый термический

отжиг КНИ пластины при температуре 925°С и времени нагрева 10 с. Верхние 30 нм кремниевого слоя были легированы до вырождения (10^{20} - 10^{21} см⁻³) и обладали квазиметаллической проводимостью. На дне слоя концентрация примеси падала до уровня ~ 10^{17} см⁻³. Поверхностное сопротивление рабочего слоя КНИ составило величину ~ 300 Ом/ \Box .

Предварительные структуры транзисторов формировались в рабочем слое КНИ методом реактивно-ионного травления кремния через металлическую маску. Они представляли собой наномостики размером 20×30 нм², сформированные между электродами истока и стока и снабженные емкостным электродом затвора.

Электронная литография проводилась на электронном микроскопе Carl Zeiss Supra40 с литографической приставкой Raith ELPHY Quantum с использованием электронного резиста ПММА 950 К. Маской для анизотропного реактивно-ионного травления кремния служила напыленная *Al* пленка толщиной 10 нм.

Схематично реализованный экспериментально одноатомный одноэлектронный транзистор на основе одиночных примесных атомов представлен на рис. 1.6.1. Он включал в себя полупроводниковый мостик с 10^{18} - 10^{19} cm⁻³ пониженной концентрацией примеси, соединяющий туннельные электроды истока и стока. С целью формирования в мостике области с пониженной концентрацией примеси проводилось изотропное травление предварительной структуры транзистора, что приводило к удалению высоколегированного слоя с поверхности мостика и к его утоньшению до такой степени, что в объеме мостика оставался только один примесный атом. Атом примеси, внедренный в кристаллическую структуру мостика при легировании, являлся активным зарядовым центром – островом одноэлектронного транзистора.





Рис. 1.6.1. Схематическое и реальное изображения одноатомного транзистора.

Результаты измерений

Диаграмма стабильности транзистора (рис. 1.6.2) измерялась в диапазоне транспортных напряжений плюс-минус 120 мВ и в диапазоне затворных напряжений плюс-минус 70 В. Блокадное напряжение кулоновских ромбов уменьшалось при увеличении напряжения на затворе, что также наблюдалось в более ранних исследованиях [80, 82-85]. Различные размеры кулоновских ромбов соответствуют различным зарядовым энергиям и, следовательно, различным эффективным собственным емкостям атомных подоболочек примесного атома.



Рис. 1.6.2. Токовая диаграмма стабильности одноатомного транзистора в широком диапазоне транспортных *V* и затворных *V_G* напряжений.

Более высокие одночастичные энергетические уровни соответствуют большим собственным и взаимным емкостям. Из диаграммы стабильности, используя ортодоксальную теорию одноэлектронного туннелирования [88 -89], мы оценили характерную зарядовую энергию и одночастичный энергетический спектр. Наблюдаемые на диаграмме размытия и рваные края могут быть связаны с влиянием соседних примесных атомов, действующих зарядовые ловушки, которые активируются достаточно высокой как температурой (4.2 К) эксперимента. Видно, что зарядовые ловушки оказывают более сильное влияние на одноэлектронный транспорт при более высоком напряжении затвора, что можно объяснить их активацией этим высоким напряжением, а также уменьшением их зарядовой энергии при накоплении электронов.



Рис. 1.6.3. Токовая диаграмма стабильности одноатомного транзистора при малых значениях транспортного и затворных напряжений.

Из более детальной диаграммы стабильности (рис. 1.6.3), измеренной в узком диапазоне значений транспортного и затворных напряжений, проведена оценка расстояния между одночастичными энергетическими уровнями (α , β , γ) примесного атома мышьяка: $\Delta E_{\alpha\beta} = 0.98$ мэВ, $\Delta E_{\beta\gamma} = 0.99$ мэВ, $\Delta E_{\gamma\delta} = 1.18$ мэВ. Аналогичный энергетический масштаб

наблюдался на диаграмме стабильности одноатомного транзистора с примесным атомом мышьяка в работе Пьера и др. [84].

Из детальной диаграммы стабильности определены величина характерной зарядовой энергии ($E_C = 16 \text{ мэB}$) и собственная емкость зарядового центра ($C \approx 5 \times 10^{-18} \text{ Ф}$), образованного примесным атомом мышьяка, что определяет эффективный радиус верхней по энергии электронной оболочки примесного атома равным $R \approx 3$ нм. Определенный эффективный радиус согласуется с радиусом, указанным в ссылке [90].

Обсуждение результатов

Следует разработанного подчеркнуть основные преимущества процесса изготовления одноатомных транзисторов по сравнению с методами изготовления, описанными в предыдущих исследованиях. Во-первых, весь совместим с КМОП технологией процесс И прост И основан на использовании коммерчески доступных КНИ пластин. Во-вторых, структура транзисторов сформирована в одном рабочем слое и не требует точного совмещения литографических рисунков в процессе изготовления в отличии от большинства ранее продемонстрированных одноатомных структур. Втретьих, предложенный метод также позволяет лостаточно точно формировать финальную структуру транзистора из предварительной, используя короткие последовательные процессы изотропного травления с контролем характеристик устройства после промежуточным каждого процесса травления. Создание неравномерного профиля концентрации легирующей примеси в верхнем слое кремния позволило зафиксировать единичный примесный атом в наномостике с помощью последовательных процессов травления кремниевого слоя. Такой метод подстройки не может быть использован в устройстве, в котором наномостик закрыт сверху изолирующим диэлектриком и поверх него затвором. В-четвертых, такая структура транзистора не имеет покрывающих ee дополнительных технологических слоев, содержащих неконтролируемые зарядовые ловушки. Наконец, открытая архитектура устройства позволяет не только проводить

дополнительное травление структуры при необходимости, но также и осуществлять имплантацию дополнительных примесных атомов. Транзистор с открытой архитектурой может использоваться также в качестве полевого/зарядового сенсора в локальных и сканирующих зондовых устройствах.

Полученные результаты позволяют надеяться на разработку в будущем промышленной технологии создания одноэлектронных одноатомных вычислительных устройств и устройств памяти, работающих на новых физических принципах. Среди таких потенциальных устройств можно вычислительные устройства и отметить квантовые так называемые одноэлектронные одноатомные зарядовые клеточные автоматы, в которых отдельные примесные атомы будут играть роль клеток, между которыми передается состояние поляризации. Что заряд или немаловажно, разработанная технология изготовления совместима с традиционной КМОП технологией, а предложенное устройство является масштабируемым, что позволяет изготавливать СБИС.

ГЛАВА 2. ИСТОЧНИКИ ФЛУКТУАЦИЙ В ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУРАХ

2.1. Корреляционный подход к измерению флуктуаций в одноэлектронных структурах

Основная идея эксперимента заключалась в том, что два электрометра, чьи острова расположены на одной и той же подложке достаточно близко друг К другу, одновременно регистрируют сигналы, генерируемые источниками зарядового шума в подложке, и, следовательно, их шумовые сигналы OT этих источников должны быть коррелированны. В противоположность этому, шумовые сигналы, которые являются следствием смещения зарядов в туннельных барьерах, некоррелированны из-за того, что заряды в барьерах транзистора экранированы друг от друга металлическими электродами. Причина шума может быть, следовательно, найдена с помощью анализа корреляции между шумовыми сигналами электрометров. Такой анализ корректен, если пространственные диаграммы чувствительности двух электрометров близки друг к другу и емкостная связь между островами, приводящая к перекрестному влиянию между двумя транзисторами, мала. Эти два требования могут быть приблизительно выполнены на практике.

Изготовление образцов

Экспериментальный образец с транзисторными структурами был изготовлен на кремниевой подложке, покрытой 200 нм слоем Al_2O_3 , с использованием стандартного двух-теневого напыления Al пленки с промежуточным окислением через подвешенную *Ge* маску [14]. Туннельные переходы типа $Al/AlO_X/Al$ формировались окислением Al в атмосфере кислорода. Наклон подложки между двумя напылениями был сделан в плоскости перпендикулярной осям транзисторов, элементы которых располагались в линию. В результате первого напыления (толщина слоя 25 нм), были сформированы внешние подводящие линии транзистора 1 и

остров транзистора 2, а во втором напылении (толщина слоя 35 нм) остров транзистора 1 и внешние электроды транзистора 2 завершали формирование окончательной структуры (см. рис. 2.1.1а, 2.1.2а). Каждый остров имел собственный, емкостным образом связанный электрод, затвор, представленный на рисунке прямой полосой, перпендикулярной оси транзистора. Результирующая структура двойного транзистора имела минимальное количество паразитных теней (смотри микрофотографию структуры на рис. 2.1.2б). Центральные острова транзисторов располагались в 100 нм друг от друга и их размеры равнялись приблизительно 600×100 нм².





Рис. 2.1.1. **а** – схематическая структура двойного транзистора; **б** – электрическая схема двойного транзистора.



Рис. 2.1.2. **а** – маска для напыления *Al*; **б** – результирующая структура двойного транзистора.

Измерения были выполнены в рефрижераторе растворения при температуре 30 мК. Нормальное состояние Al обеспечивалось помещением исследуемого образца в магнитное поле индукции 1 Т. Через транзисторы, как показано на электрической схеме рис. 2.1.16, пропускались независимые токи $I^{(1,2)}$ от индивидуальных источников, выходные напряжения $V^{(1,2)}$ измерялись в полосе частот от 0 до 300 Гц. Кроме *RC* фильтров низких частот, каждая измерительная линия была снабжена отрезком Thermocoax[®]

кабеля длиной 1 м, который подавлял флуктуации СВЧ диапазона, проникающие в измеряемую структуру извне [91]. Разработка СВЧ фильтров на чипе – актуальная задача при низкотемпературном исследовании одноэлектронных и многих мезоскопических структур. Оригинальный вариант таких фильтров продемонстрирован в работе [92].

Результаты измерений

Из измеренных ВАХ были определены асимптотические ($V >> e/C_{1,2}$) сопротивления каждого из транзисторов, которые оказались равными $R_{\Sigma}^{(1)} \equiv R_1^{(1)} + R_2^{(1)} \approx 141$ кОм и $R_{\Sigma}^{(2)} \equiv R_1^{(2)} + R_2^{(2)} \approx 126$ кОм. Из напряжений смещения ВАХ (в области больших V) $V_{cM}^{(1,2)} = e/C_{\Sigma}^{(1,2)}$ были определены емкости островов $C_{\Sigma}^{(1)} \approx C_{\Sigma}^{(2)} \approx 490$ аФ, где

$$C_{\Sigma}^{(1,2)} = C_1^{(1,2)} + C_2^{(1,2)} + C_{31,2}^{(1,2)} + C_{12} , \qquad (2.1.1)$$

и соответствующая кулоновская энергия $E_C^{(1,2)} = e^2/2C_{\Sigma}^{(1,2)} \approx 160$ мкэB \approx $k_B \times 1.85$ К. $V(V_{3amb})$ характеристики, показанные на рис. 2.1.3, указывают на почти полную симметрию емкостей переходов $C_1^{(1,2)} \approx C_2^{(1,2)} \approx 240 \text{ a} \Phi$ и относительно малые величины затворных емкостей $C_{31}^{(1)} \approx 5.3 \text{ a} \Phi$ и $C_{32}^{(2)} \approx$ 5.6 аФ, которые были определены из периодов модуляции $C_3 \Delta V_{3ame} = \Delta Q_0 \equiv e$, где Q_0 - наведенный заряд острова. Модуляционные кривые, полученные изменением напряжения, приложенного к затвору противоположного транзистора, показали несомненно меньшие величины соответствующих $C_{32}^{(1)} \approx 3.0 \text{ а}\Phi$ и $C_{31}^{(2)} \approx 2.8 \text{ а}\Phi$. Максимальные емкостей значения коэффициентов преобразования напряжение-заряд определялись ПО максимальной крутизне модуляционных характеристик,

$$\eta^{(1,2)} = \left| dV^{(1,2)} / dQ_0^{(1,2)} \right| \approx$$
$$\approx 0.5 \div 0.6 \text{ MB}/e \quad \text{при} \quad I^{(1,2)} \approx 0.2 \text{ HA} , \qquad (2.1.2)$$

и были практически идентичными для обоих устройств.



Рис. 2.1.3. Модуляция напряжения на транзисторе: **а** - посредством затвора 2, **б** - посредством затвора 1. Ток I(1) = I(2) = 0.2 нА. Пунктирные кривые, записанные через 0.5 часа (**a**) и 1 час (**б**), свидетельствуют о дрейфе Q_0 .

Для того, чтобы оценить перекрестное влияние транзисторов из-за конечного значения взаимной емкости островов, мы измерили емкость $C^*_{12} \approx 13.2 \text{ a}\Phi$ между островом транзистора 2 и транзистором 1, взятым как целое (внешние электроды и затвор транзистора 1 соединялись между собой и использовались в качестве нового затвора). Так как $C^*_{12} \ll C_{\Sigma}^{(1,2)}$, то, в результате, была получена верхняя оценка для взаимной емкости между

островами (показана на рис. 2.1.16 пунктирными линиями) $C_{12} \leq C^*_{12}$. Коэффициент взаимовлияния составил, таким образом, величину около 3%:

$$\kappa = C_{12}/C_{\Sigma}^{(1,2)} \le C_{12}^*/C_{\Sigma}^{(1,2)} \approx 0.03$$
 (3.3)

Эта цифра показывает, какая часть заряда острова наводится на соседнем острове. Возможная электромагнитная связь и, следовательно, перекрестное влияние между сигнальными проводами в криостате были пренебрежимо малы во всей области исследуемого диапазона частот.

Несмотря на хорошую однородность параметров, экспериментальный образец не был свободен от "несовершенств", что хорошо видно на рис. 2.1.36. Изменение напряжения на затворе транзистора 1 почти всегда приводило к скачкам наведенного заряда $Q_0^{(1)}$. Среди них преобладали скачки с амплитудой около 0.1 е (см. модуляционные кривые транзистора 1). При этом, транзистор 2 регистрировал приблизительно в 4-5 раз меньшие по амплитуде скачки $Q_0^{(2)}$. Такое поведение может объясняться изменением заряда ловушек, образованных какими-либо примесями или дефектами и сосредоточенных в диэлектрической подложке. Наиболее активная из этих ловушек расположена ближе к острову транзистора 1 и/или его затвору, чем к острову транзистора 2. Было сделано свыше 50 временных двухканальных записей от обоих транзисторов при различных скоростях изменения напряжения на затворе; наиболее типичные из них представлены на рис. 2.1.4. Для того, чтобы увеличить динамический диапазон таких измерений, постоянная составляющая вычиталась из сигнала (входной фильтр имел постоянную $\tau = 0.1$ сек). Как видно из временных треков (a) и (в) на рис. 2.1.4, размах шумового напряжения промодулирован по амплитуде в соответствии с зависимостью коэффициентов $\eta^{(1,2)}$ от $Q_0^{(1,2)}(t)$. Явная корреляция импульсов зарядовых скачков видна на треках (а) и (б). В более медленной временной развертке (б) показаны частности, на повторяемые скачкообразные процессы перезарядки островов обоих транзисторов. Оба устройства реагировали на одни и те же зарядовые возмущения, произошедшие одно после другого с интервалом в 0.78 сек. Тем

не менее, иногда пики напряжения во втором канале, соответствующие событию, произошедшему в первом канале, не были видны (см., например, событие на треке (в), которое происходило в момент времени t = 13.3 сек). Это говорит об очень слабой корреляции откликов транзисторов в этих редких случаях.



Рис. 2.1.4. Одновременные записи временных зависимостей флуктуаций на транзисторах при изменяющемся напряжении на затворе 1. Пики напряжения - результаты скачков фонового заряда.

Представленные треки характеризуют шум в случае, когда напряжение на затворе изменялось с достаточно большой скоростью. Хотя такой метод

регистрации явно указывает на корреляцию, изменение электрического поля в области затвора может возмущать зарядовые ловушки в подложке и, как результат, увеличивать зарядовый шум электрометра. Поэтому, чтобы охарактеризовать два шумовых сигнала и корреляцию между ними количественно, были найдены и зафиксированы такие напряжения на затворах ($V_{same1} \approx 0$ и $V_{same2} \approx 20$ мВ (см. рис. 2.1.3а), которые обеспечивали максимальные значения для зарядовой чувствительности обоих транзисторов ($\eta^{(1)} \approx 510$ мкВ/е и $\eta^{(2)} \approx 580$ мкВ/е). После этого были измерены спектры сигналов обоих каналов. В диапазоне 10% разброса, измеренные плотности энергетического спектра флуктуаций напряжения

$$S_{1,2}(\omega) \equiv \langle V_{\omega}^{(1,2)} \times V_{\omega}^{(1,2)*} \rangle$$
 (2.1.4)

имели одинаковый уровень в области частот 1÷10 Гц, что означает равенство входных шумовых сигналов, т.к. коэффициенты преобразования напряжениезаряд были очень близки друг к другу, $\eta^{(1)} \approx \eta^{(2)}$. Поэтому, мы представили на рис. 2.1.5 их среднее значение $(S_1 \times S_2)^{1/2}$, как результирующий шумовой спектр. Соответствующее среднее значение амплитуды шумового сигнала составило на частоте 10 Гц величину $V_{III} \approx 300$ нВ/Гц^{1/2}, равную в зарядовых единицах типичному для такого типа транзисторов значению $Q_{III} = V_{III}/(\eta^{(1)}\eta^{(2)})^{1/2} \approx 5.5 \times 10^{-4} e/ \Gamma ц^{1/2}$.

Для того, чтобы охарактеризовать корреляцию сигналов двух транзисторов, была измерена плотность перекрестного спектра флуктуаций напряжения двух каналов (см., например, работу [93]):

$$S_{12}(\omega) \equiv \left| \langle V_{\omega}^{(1)} \times V_{\omega}^{(2)*} \rangle \right| .$$
 (2.1.5)

Хотя результирующая кривая (рис. 2.1.5) имеет большой разброс значений (количество усреднений, N = 100, определялось ограниченностью времени

измерения, равном приблизительно 30 минутам, в течении которого дрейф эффективного фонового заряда был мал и зафиксированные значения напряжений на затворе обеспечивали максимум величин $\eta^{(1,2)}$), она указывает на заметную корреляцию источников флуктуаций. Вычисленный из экспериментальных данных безразмерный коэффициент корреляции составил в среднем

$$\gamma_1 \equiv S_{12} / \left(S_1 \times S_2 \right)^{1/2} = 0.15 \pm 0.05 \tag{2.1.6}$$

в области частот 1÷10 Гц.



Рис. 2.1.5. Усредненный спектр транзисторов и их перекрестный спектр. (образец 1 – подложка *Al*₂*O*₃).

Принимая во внимание тот факт, что пространственные диаграммы чувствительности электрометров не одинаковы, а коэффициент взаимного влияния мал, результат (2.1.6) дает возможность сделать вывод о том, что существенная часть источников зарядового шума находится В диэлектрической подложке. Отметим, полученное что значение γ существенно выше, чем можно было бы ожидать в случае локализации источников шума внутри туннельного барьера переходов. Так как заряды, расположенные в тонком туннельном барьере, могут вызвать поляризацию только прилегающих островов, то величина γ определяется электростатическим взаимодействием островов и равна $\kappa^2 \approx 10^{-3}$ (смотри выражение 2.1.3).

Для проверки корреляции шумов в другом диэлектрическом слое, SiO_2 , на котором изготавливается большинство одноэлектронных структур, были исследованы структуры из близко расположенных транзисторов на подложке из термически выращенного SiO_2 (толщина 600 нм) [94]. Результаты измерений уровня шумов транзисторов и их перекрестного спектра представлены на рис. 2.1.6 и 2.1.7. Вычисленные из экспериментальных данных безразмерные коэффициенты корреляции составили (с учетом коэффициента взаимного влияния):

 $\gamma_2 = 0.20 \pm 0.05$ и $\gamma_3 = 0.15 \pm 0.05$.



Рис. 2.1.6. Спектры зарядовых шумов транзисторов и их перекрестный спектр (образец 2 - подложка SiO₂).

Следовательно, можно сделать вывод, что влияние подложки существенно и, чтобы количественно оценить его, ниже рассмотрена упрощенная модель исследуемой системы.



Транзистор 1: $Q_{1rms} = (4.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-4} \text{ e/}\Gamma \mu^{1/2}$ (10 Г μ) Транзистор 2: $Q_{2rms} = (2.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-4} \text{ e/}\Gamma \mu^{1/2}$ (10 Г μ) $\gamma = S_{12} / (S_1 S_2)^{1/2} = (15 \pm 5) \%$ (1-10 Г μ)

Рис. 2.1.7. Спектры зарядовых шумов транзисторов и их перекрестный спектр (образец 3 – подложка SiO₂).

Рассмотрим систему из двух одинаковых проводящих и заземленных сфер радиуса a (рис. 2.1.8а). Сферы являются аналогами островов транзисторов, а заземление эквивалентно влиянию туннельных переходов, емкость которых, согласно формуле (2.1.1), доминирует в суммарной емкости островов. Поскольку диэлектрическая проницаемость среды ε не войдет в конечный результат, мы будем считать ее равной единице, а систему сфер находящейся в вакууме. Модель геометрии с двумя сферами дает возможность легко вычислить поляризацию островов, вызванную влиянием произвольно расположенного заряда, без решения уравнения Пуассона.

Вычисление основывается на формуле (см., например, работу [95]), определяющей поляризационный заряд одиночной заземленной сферы,

$$q_{u_3} = -(a/r) \cdot e$$
, $r_{u_3} = (a/r)^2 \cdot r$, (2.1.7)

где q_{u_3} и r_{u_3} - величина и радус-вектор изображения заряда (внутри сферы), соответственно, и $r = |\mathbf{r}| > a$ - расстояние между исходным зарядом e и центром сферы. Для случая двух сфер, в соответствии с принципом суперпозиции, поляризация может быть вычислена суммированием (бесконечным) по всем изображениям зарядов в каждом теле, появляющемся в системе двух "сферических зеркал". На практике, такая процедура суммирования быстро сходится, и это делает ее удобной для численного определения функций $q_{u_3}^{(1,2)}(\mathbf{r})$, описывающих поляризацию каждой сферы единичным зарядом.



Рис. 2.1.8. **а** - геометрия модели; **б** -зависимость γ_{mod} от расстояния между двумя сферическими островами, рассчитанная для различного распределения флуктуирующих источников в пространстве. На вставке показаны эти аксиально-симметричные области (A,B,C,D) в виде цветных областей; толщина слоев в (C) и (D) равна 0.1*a*.
Для того, чтобы построить модель флуктуирующей ловушки, В произвольной расположенной точке внешнего пространства r, предположим, что ее переключение связано с небольшими смещениями δr $(\delta r \ll a)$ элементарного заряда е. Это эквивалентно возникновению (исчезновению) диполя электрическим MOMENTOM $p = e \cdot \delta r (= -e \cdot \delta r)$ с (рис. 2.1.6а), который наводит на сферах поляризационные заряды, являющиеся функцией его положения и ориентации в пространстве,

$$\delta Q^{(1,2)}(\mathbf{r},\,\theta) = \nabla q_{u3}^{(1,2)}(\mathbf{r}) \cdot \delta \mathbf{r} \,. \tag{3.8}$$

Соответствующие вклады в мощности шума $\delta S_{1,2}$ и $\delta S_{1,2}$ пропорциональны величинам $[\delta Q^{(1,2)}(\mathbf{r}, \theta)]^2$ и $[\delta Q^{(1)}(\mathbf{r}, \theta) \cdot \delta Q^{(2)}(\mathbf{r}, \theta)]$ соответственно. Таким образом, для произвольно ориентированных диполей, суммарные мощности шума выражаются через $\delta S_{1,2}$ и $\delta S_{1,2}$, усредненные по углу $0 \le \theta \le \pi$; это выполняется в явном виде. Однородное распределение усреднение невзаимодействующих флуктуаторов в определенной области пространства V требует интегрирования по этой части пространства. В результате, для коэффициента корреляции имеем отношение пространственно ΜЫ усредненных величин,

$$\gamma_{mod} = \left| \int_{V} d\mathbf{r} \, \nabla q_{u3}^{(1)}(\mathbf{r}) \cdot \nabla q_{u3}^{(2)}(\mathbf{r}) \right| / \left\{ \int_{V} d\mathbf{r} \left[\nabla q_{u3}^{(1)}(\mathbf{r}) \right]^2 \times \int_{V} d\mathbf{r} \left[\nabla q_{u3}^{(2)}(\mathbf{r}) \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (2.1.9)$$

Величина умод была численно определена по формуле (2.1.9), как функция расстояния 2*z* между центрами сфер для различных форм области V. Эти различные варианты с результатами вычислений представлены на рис. 2.1.8б. Попытаемся сравнить представленные варианты С экспериментальными данными. Очевидно, что распределение флуктуаторов в тонком (~ 0.1 *a*) слое, который окружают сферы или полностью (рис. 2.1.86, кривая С) или только вокруг экватора (рис. 2.1.86, кривая D), приводит к большому коэффициенту корреляции 0.35 < γ_{mod} < 0.75 довольно ДЛЯ соответствующих величин отношения расстояния к радиусу, 1.25 < z/a < 2.5. Такая сильная корреляция возникает потому, что величина

 $\delta S_{12} \propto [\delta Q^{(1)}(r,\theta) \cdot \delta Q^{(2)}(r,\theta)]$, определяющаяся наведенными на сферах зарядами, максимальна, когда диполь близок к одной из сфер. Это происходит из-за быстрого ($\propto r^{-4}$) уменьшения поляризация с расстоянием. В противоположность этому, однородное распределение флуктуаторов во всем пространстве (рис. 2.1.86, кривая А) или в пределах цилиндра $\rho = (r^2 - z^2)^{1/2} = a$ (случай, наиболее близкий к реальной структуре, кривая В) дает меньший коэффициент корреляции $\gamma_{mod} \approx 0.13 \div 0.22$. Эта величина весьма близка к коэффициентам корреляции, измеренным экспериментально.

Обсуждение результатов

С помощью простой модели системы двух проводящих островов показано, что наблюдаемая корреляция ($\gamma \approx 0.15 \div 0.20$) зарядовых флуктуаций в системе двух близко расположенных транзисторов и, следовательно, сам шум могут быть объяснены, например, воздействием произвольно и однородно распределенных в толще диэлектрической подложки источников шума - зарядовых флуктуаторов-ловушек (гипотеза 1). В исследуемом образце, где металлические острова лежат на 200 нм слое диэлектрика Al_2O_3 , покрывающего кремниевую (Si) подложку, низкочастотный шум типа 1/f одноэлектронных транзисторов и наблюдаемая корреляция их флуктуаций связаны с влиянием именно этого слоя. С другой стороны, не исключено, что наблюдаемый уровень корреляции может быть следствием γ комбинированного действия флуктуаторов как в туннельных барьерах, так и в подложке. В этом случае, поскольку источники флуктуаций в барьерах дают (из-за экранирующего эффекта) почти нулевой вклад в корреляцию, то распределенные в подложке источники должны иметь корреляцию превышающую 10-20% уровень, чтобы в результате комбинированного воздействия результирующий коэффициент корреляции уменьшился до наблюдаемой величины 10÷20%. Согласно вышеупомянутым расчетам, такая ситуация может произойти, если источники флуктуаций располагаются в прилегающих к островам тонких слоях (гипотеза 2). Таким образом,

проблема определения пространственного расположения ловушек усложняется, поскольку эти две гипотезы являются взаимно исключающими.

В эксперименте с двумя близкорасположенными транзисторами не представлялось возможным выделить индивидуальные источники флуктуаций, поскольку они многочисленны И ИХ пространственное неизвестно; устойчивый телеграфный распределение шум с хорошо разрешимыми переключениями между различными состояниями В исследуемом образце также не наблюдался. Исключение составляли лишь скачкообразные изменения поляризационного заряда островов, стимулируемые значительным изменением напряжения на затворе (смотри рис. 2.1.3, 2.1.4) и происходящие при одних и тех же его значениях. Такие скачки поляризационного заряда острова согласуются с гипотезой 1, в которой предполагается, что шум порождается зарядовыми флуктуаторами в подложке.

Используя корреляционный спектральный метод, удалось установить, что причина существенной доли шума поляризационного фонового заряда одноэлектронного транзистора связана с источниками зарядовых флуктуаций в подложке. Основываясь на этой простой модели системы двух проводящих островов, мы можем заключить: весьма вероятно, что уровень шума исследуемого образца, определяемый подложкой - *Al*₂*O*₃ или *SiO*₂ слоем, сравним или даже превышает уровень, определяемый туннельными барьерами.

Результаты, представленные в разделе 2.1, позже были подтверждены в экспериментах других исследователей [96], которые также наблюдали корреляцию скачков поляризационного заряда островов в близкорасположенных транзисторах.

Окончательным подтверждением существенной роли подложки в возникновении низкочастотного шума типа 1/f в одноэлектронных структурах стал описанный ниже эксперимент с транзисторами

принципиально новой топологии, позволившей практически исключить влияние подложки на работу одноэлектронного транзистора.

2.2 Одноэлектронный транзистор стековой геометрии

Как отмечено в главе 1, в одноэлектронных транзисторах отмечается тенденция уменьшения уровня шума с уменьшением размеров острова транзистора и площади контакта острова транзистора с диэлектрической подложкой [12, 14, 97]. В работе [12] исследовались шумовые свойства одноэлектронных транзисторов планарной геометрии с островами различных размеров. С одной стороны, с уменьшением площади острова от 5×5 мкм² до 0.6×0.6 мкм² наблюдалось снижение уровня шума от 1.4×10^{-3} e/Гц^{1/2} до 1.3×10^{-4} е/Гц^{1/2} на частоте f = 10 Гц. С другой стороны, уровень шума двух самыми маленькими островами (0.17×0.17 мкм² и транзисторов С 0.3×0.3 мкм²) был заметно выше (4.4×10^{-3} е/Гц^{1/2} и 8.2×10^{-4} е/Гц^{1/2}). Возможной причиной такого поведения могут быть локальные отличия в шумовых свойствах используемых подложек, т.к. сравнивались структуры, изготавливаемые на чипах. Опыт исследования разных структур, изготовленных на подложках из различных материалов (Si, SiO₂, Al_2O_3 , SOG) [8, 10, 14, 31, 97], показывает, что их шумовые свойства заметно отличаются. В ходе многочисленных экспериментов накоплены данные о различии в шумовых свойствах структур, например, изготовленных на подложках из термически окисленного кремния: встречались случаи, когда рядом с изготовленными структурами находились источники зарядового шума, которые полностью разрушали характерное поведение одноэлектронных устройств.

Изготовление образцов

В настоящей работе исследование зависимости уровня шума от площади контакта острова с подложкой проведено для транзисторов,

расположенных на расстоянии $2 \div 3$ мкм друг от друга [98-103]. Для этого были изготовлены транзисторы с различной площадью контакта их центрального острова с подложкой, но имеющие практически одинаковые площади туннельных переходов и, следовательно, близкие друг к другу электрические параметры ($C_{1,2}$, $R_{1,2}$). Чтобы свести к минимуму неконтролируемый разброс шумовых свойств, как различных подложек, так и областей в пределах одной подложки, транзисторы изготовлены в едином технологическом цикле на одном чипе. Проведенные исследования показали, что для структур, изготовленных на одном чипе, разброс параметров составлял величину $10 \div 15 \%$ [104].

Исследуемые структуры изготавливались из алюминия на кремниевой подложке, покрытой слоем диэлектрика Al_2O_3 толщиной 200 нм (рис. 2.2.1б). Туннельные контакты $Al/AlO_x/Al$ формировались традиционным методом теневого напыления через подвешенную маску (глава 1 — раздел 1.3, рис. 2.2.1а) под тремя различными углами с окислением Al пленки в атмосфере чистого кислорода между напылениями. Подвешенная маска из *Ge* формировалась из трехслойной структуры ПММА/*Ge*/ПММА-МАА с помощью электронной литографии по слою ПММА, последующего травления *Ge* и полимерного слоя ПММА-МАА через сформированный в ПММА рисунок.

Использование стековой геометрии расположения электродов и острова транзистора позволило изготовить структуры с различной площадью контакта острова с подложкой: от транзистора с полностью изолированным островом до транзистора с островом, полностью расположенным на подложке. Площадь контакта острова с подложкой для 4-х вариантов исследуемых транзисторов изменялась за счет изменения размеров острова и сдвига его с нижнего электрода (рис. 2.2.1в). При этом изменение собственной емкости острова (собственная емкость алюминиевой полоски ~ 70 аФ/мкм [105]) было крайне мало по сравнению с C_{Σ} , которое для исследуемых транзисторов составляло величину ~ 400 аФ. Поэтому

изменение длины острова в пределах < 300 нм не вносило существенного вклада в суммарную емкость острова и практически не изменяло характеристик транзистора.









Рис. 2.2.1. **а** - микрофотография маски; **б** - микрофотография одноэлектронного транзистора стековой топологии; **в** - схематическое изображение 4-х вариантов транзисторов с различной площадью контакта острова с подложкой; **г** – схематическое изображение стекового транзистора.

Остров первого транзистора половиной своей площади лежал на подложке, площадь контакта с подложкой острова второго - 30 % от собственной площади, острова третьего - 20 %, а остров четвертого транзистора почти полностью располагался на нижнем электроде и практически не контактировал с подложкой. Площадь самого маленького острова (транзистор 4) практически совпадает с площадью нижнего туннельного перехода. Площадь самого большого острова (транзистор 1) в два раза больше площади нижнего перехода. Транзисторы изготавливались так, чтобы иметь идентичные электрические параметры (R_{Σ} и C_{Σ}): размеры и расположение подводящих электродов, площадь и толщина туннельных переходов практически одинаковы для всех четырех транзисторов.

Результаты измерений

Измерения проводились в рефрижераторе растворения при температуре T = 30 мК. Магнитное поле индукцией B = 1 Т прикладывалось для подавления сверхпроводимости в Al пленках. Измерялись характеристики экспериментальных образцов (A, B, C, D) с четырьмя транзисторами на каждом из них. Определенные из ВАХ величины суммарной емкости острова C_{Σ} и асимптотического сопротивления R_{Σ} транзисторов находились в диапазоне 350 ÷ 450 аФ и 200 ÷ 450 кОм соответственно, при номинальных размерах нижнего перехода - 100×80 нм², верхнего - 60×40 нм².

Модуляционные кривые (рис. 2.2.2а) транзисторов измерялись при фиксированном напряжении смещения V_b . Измерения зарядового шума проводились в фиксированных рабочих точках на склонах модуляционной кривой (рис. 2.2.2б), где транзистор обладал максимальной зарядовой чувствительностью. При шумовых измерениях напряжение на затворе транзистора фиксировалось и с помощью спектроанализатора измерялся



Рис. 2.2.2. **а** - модуляционная характеристика стекового транзистора с отмеченными рабочими точками, в которых производились шумовые измерения; **б** - зависимость уровней шума транзисторов 1, 3, 4 (см.рис. 2.2.1) от частоты.

спектр флуктуаций тока в нужном диапазоне частот. Шумовые измерения транзисторов проводились при небольших транспортных токах в диапазоне $30 \div 70$ пА. Собственные шумы усилителя составляли величину $15 \div 20 \phi A / \sqrt{\Gamma u}$, которая более чем на порядок была ниже уровня шума транзисторов.

Перевод в зарядовые единицы осуществлялся по формуле:

$$\sqrt{S_Q} = \frac{\sqrt{S_I}}{\eta}, \qquad (2.2.1)$$

где $\eta = \max_{Q_0} \left| \frac{dI}{dQ_0} \right|_{V = \text{const}}$ - крутизна модуляционной кривой в точке

измерения.

Зарядовые шумовые спектры транзисторов 1, 3 и 4 образца В от частоты представлены на рис. 2.2.26, значения уровня шума транзисторов 1 -4 на частоте $f = 10 \Gamma \mu$ - в табл. 2.2.1. Как видно из рис. 2.2.26 уровень зарядового шума транзисторов уменьшался при уменьшении площади контакта острова транзистора с подложкой: уровень шума транзистора 4 с полностью изолированным островом примерно в 3.5 раза меньше уровня шума транзистора 1, остров которого наполовину расположен на подложке. Таким образом, прямой эксперимент показал, что основной вклад в зарядовый шум одноэлектронного транзистора вносят источники шума, расположенные в диэлектрической подложке. Этот вывод подтвердили результаты измерений других образцов.

Транзистор, №	1	2	3	4
Площадь контакта острова с подложкой, в	50	40	20	0
%% от полной площади острова				
Уровень шума на частоте 10 Гц, $10^{-5} e / \sqrt{\Gamma \mu}$	25	14	11	7

Табл. 2.2.1. Зависимость зарядового шума транзисторов на частоте 10 Гц от площади контакта острова с подложкой.

После анализа зависимости уровня зарядового шума транзистора от площади контакта острова с подложкой, исследовались транзисторы с минимальной площадью контакта острова с подложкой (транзисторы 4-го варианта, рис. 2.2.1). В табл. 2.2.2 представлены значения уровней шума таких транзисторов, изготовленных на различных чипах (f = 10 Гц, $I = 20 \div 30$ пА).

Образец	A	В	C	D
уровень шума на частоте 10 Гц, $10^{-5} e / \sqrt{\Gamma \mu}$	2.5	4	7	5
разрешение по энергии $\delta E = (\delta Q)^2 / 2C_{\Sigma} \Delta f$, \hbar	230	500	1200	800

Таблица 2.2.2. Уровень зарядового шума транзисторов 4-го варианта, изготовленных на различных чипах.

Уровень шума транзисторов с максимально изолированным от подложки островом оказался примерно на порядок ниже типичного уровня шума одноэлектронных транзисторов на частоте 10 Гц (~ $10^{-3} \div 10^{-4} e/\sqrt{\Gamma \mu}$). В частности, полученное рекордное на тот момент значение зарядовой чувствительности $2.5 \times 10^{-5} e/\sqrt{\Gamma \mu}$, оказалось в несколько раз лучше минимального значения, зарегистрированного для планарных структур: ~ $7 \cdot 10^{-5} e/\Gamma \mu^{1/2}$ [6, 8, 10]. Однако, следует отметить, что достигнутая зарядовая чувствительность ($2.5 \times 10^{-5} e/\sqrt{\Gamma \mu}$) все еще существенно хуже теоретически возможного значения для этого транзистора, оцененного по формуле [1]:

$$(\delta Q_x)_{\min} \cong 5.4 C_{\min} \sqrt{kTR \Delta f} = 3 \times 10^{-6} e / \sqrt{\Gamma \mu}$$

где $R = \min(R_1, R_2) = 105$ кОм, $C_{min} = \min(C_1, C_2) = 85$ аФ, $T = T_e = 100$ мК. Значения R_1, R_2 и C_1, C_2 (105 кОм, 335 кОм и 265 аФ, 85 аФ) для этого транзистора определены из величин $R_{\Sigma} = R_1 + R_2$, $C_{\Sigma} = C_1, +C_2$ и отношений R_2/R_1 и $C_1/C_2 \approx 4$, найденных из зависимости $I(U_g)$ [106]. Температура T_e электронная температура острова транзистора, которая превышает физическую температуру ванны рефрижератора $T_{\text{bath}} = 35$ мK [107].

Несмотря на то, что все транзисторы имели одинаковую конструкцию и размеры, их шумовые характеристики различны. Различие значений уровня шума можно объяснить тем, что небольшая часть острова некоторых транзисторов все-таки контактирует с подложкой, причем площадь контакта, видимо, различна. Не было возможности прямыми измерениями определить наличие такого контакта и его размеры имеющимися в наличии методами. Однако, конструкция транзистора предполагала, что если его остров будет полностью расположен на нижнем электроде, то возникнет туннельный контакт непосредственно между внешними электродами. Такой контакт выполнял бы роль шунта для транзистора и был бы хорошо заметен на ВАХ транзистора по ненулевой проводимости в состоянии кулоновской блокады. При измерениях ВАХ ни у одного из транзисторов подобного шунта не наблюдалось: в состоянии кулоновской блокады ток через транзистор равен свидетельствует об отсутствии шунтирующего нулю, что контакта (рис. 2.2.3). Из этого следует, что небольшой контакт острова с подложкой все же присутствовал.



Рис. 2.2.3. Характерная ВАХ стекового транзистора.

Следует отметить характерную особенность формы спектров стековых транзисторов. Характерный шумовой спектр транзистора 4-го варианта образца A, измеренный в расширенном диапазоне частот от 0.005 Гц до 50 Гц при транспортном токе 50 пA представлен на рис. 2.2.4. Спектр шума близок к 1/f только до частоты в $1\div2$ Гц, выше которой зависимость выходит на практически пологое плато. Такая форма спектра шума одноэлектронного транзистора наблюдается впервые и может быть объяснена изоляцией острова транзистора от значительного количества источников зарядового шума, расположенных в диэлектрической подложке. Именно поэтому точка среза спектра 1/f перемещается в область низких частот: с $50\div100$ Гц до $1\div2$ Гц.



Рис. 2.2.4. Зависимость уровня шума стекового транзистора образца A от частоты.

Зависимости шума стековых одноэлектронных транзисторов OT транспортного тока для разных рабочих точек (отмечены на рис. 2.2.5) представлены на рисунке рис. 2.2.6. Рисунок 2.2.6а показывает характерную зависимость уровня шума ($f = 10 \Gamma \mu$) от положения рабочей точки (пологий склон, крутой склон, maximum и minimum) на примере стекового транзистора образца А (транзисторы образцов В и С показывали аналогичное поведение). Из графиков (рис. 2.2.6а) видно, что выходной шум, измеренный на склонах модуляционной кривой, заметно превышает шум, измеренный в точках минимумов и максимумов, которые нечувствительны к фоновому зарядовому шуму. Уровень шума на склонах сначала возрастает с увеличением транспортного тока I, но начиная с I = 500 пА уменьшается. Такое поведение при больших токах объясняется уменьшением токовой чувствительности $(dI/dQ = dI/dV_g \times 1/C_g)$ транзистора. С учетом этого поведения эквивалентный зарядовый шум, измеренный, например, на крутом склоне, все время монотонно возрастал от $2.5 \times 10^{-5} \ \Gamma \mu^{1/2}$ при I = 10 пА до $6 \times 10^{-4} \ \Gamma \mu^{1/2}$ при I =

2 нА. Наблюдаемые зависимости - типичное поведение одноэлектронных транзисторов.



Рис. 2.2.5. Кривая *I*(*V_g*) (образец 1, *V* = 300 мкВ), где отмечены положения рабочих точек для измерений шума.

Напротив, стековый транзистор образца D четко показывал аномальное поведение: его уровень шума ($f = 10 \ \Gamma \mu$), измеренный в максимумах модуляционной кривой, равнялся и даже превышал уровень шума на ее склонах в широком диапазоне транспортных токов I (см. рис. 2.2.6б). Такое поведение ранее не наблюдалось в обычных одноэлектронных транзисторах. Аномальное поведение образца D также показано на рисунке 2.2.7, где представлены спектры шума, измеренные при фиксированном напряжении V = 50 мкB, но при разных транспортных токах.



Рис. 2.2.6. Выходной шум стековых транзисторов как функция среднего тока в разных рабочих точках кривой *I*(*V_g*) для образца A (**a**) и аномального образца D (**б**).

Как видно, шум на крутом склоне при I = 50 пА имеет зависимость $1/f^2$ для f ниже нескольких герц, при этом он превышает шум, измеренный в максимуме (I = 100 пА) только при f < 0.5 Гц. На более высоких частотах (f >1 Гц) доминирует шум в максимуме. Его спектр почти плоский в диапазоне частот 0.1 - 100 Гц. Такое поведение можно объяснить действием флуктуатора (-ов) с характерной частотой переключения, превышающей 100 Гц. Обратим внимание, что шум, измеренный на пологом склоне модуляционной кривой (рис. 2.2.5) при том же токе I = 50 пА (не показан), немного превышает шум на крутом склоне, но также ниже, чем шум в максимуме при f > 1 Гц. Эти наблюдения четко указывают на два разных источника шума. Низкочастотная составляющая шума на склонах может быть однозначно связана с флуктуациями фонового заряда, тогда как шум в максимумах, а также на обоих склонах при f > 1 Гц может быть отнесен к флуктуациям проводимости туннельных переходов (см. рис. 2.2.8).



Рис. 2.2.7. Зависимость уровня шума стекового транзистора образца D от частоты.



Рис. 2.2.8. Экспериментальные (**a**) и рассчитанные (**б**) модуляционные кривые транзистора аномального образца D.

Моделируемые кривые $I(V_{gate})$, показывающие эффект 10% изменения большего сопротивления R_2 (соответствующего верхнему туннельному переходу). Поскольку верхний переход имеет меньшие размеры, можно предположить, что R_2 более подвержен флуктуациям из-за пространственной неоднородности барьера. Из графика реальных измерений (рис. 2.2.8а) видно, что амплитуда колебаний тока (проводимости) на пологих склонах больше, чем на крутом склоне, и она увеличивается с ростом тока при приближении к максимуму модуляционной кривой. Это качественно согласуется с наблюдениями шума в образце D при f > 1 Гц.

Обсуждение результатов

Таким образом, проведенные измерения наглядно демонстрируют сосуществование двух типов шумов в одноэлектронных транзисторах: фоновый зарядовый шум и шум проводимости туннельных переходов. Эти два источника шума характеризуются различными частотными спектрами и, следовательно, некоррелированными. Первый являются связан c флуктуаторов характерным активностью зарядовых временами С переключения порядка секунды и более. Последний обусловлен более быстрым переключением проводимости туннельных барьеров. Ранее возможный механизм шумов проводимости, наблюдаемый в одиночных туннельных переходах *Nb/Nb₂O₅/PbBi* малого размера, был предложен Роджерсом и Бурманом [108]. Они объяснили этот (1/f) шум стохастической зарядкой и разрядкой, по крайней мере, нескольких естественных ловушек (двухуровневых флуктуаторов) для одиночных электронов, которые расположены в туннельных барьерах. Такие ловушки вызывают флуктуации высоты барьера перехода и, следовательно, неизбежно создают поляризацию электродов, которые образуют эти переходы. Однако их образцы (одиночные туннельные переходы) были явно нечувствительны к этой поляризации В нашей системе двух туннельных переходов и острова между ними появилась бы заметная поляризация этого острова. Но наши наблюдения не подтверждают этого эффекта и, следовательно, ставят под сомнение

механизм, основанный на подзарядке ловушек, расположенных внутри барьера, в качестве основного механизма, ответственного за флуктуации проводимости в наших $Al/AlO_x/Al$ переходах. Что же может быть альтернативным механизмом «чистого» шума проводимости? В качестве предполагаем, наблюдаемый возможного механизма МЫ что шум флуктуаторов, проводимости возникает из-за которые расположены непосредственно в границах металл-оксид и влияют на локальную плотность тока, но не поляризуют остров. В нашем случае тонкого острова (d = 15 нм происходят множественные отражения электрона, протуннелировавшего на остров, от внутренних границ до его термализации. (Этот процесс характеризуется длиной неупругого рассеяния >> d). В ходе этих отражений электрон может передать свою энергию тем ионам на границе металл-оксид, которые не закреплены жестко в решетке, что приводит к их перемещению между соседними устойчивыми положениями. Этот процесс может вызвать колебания эффективной прозрачности туннельного барьера и, как результат, привести к флуктуациям туннельного тока.

В результате проведенных исследований показано, что, во-первых, достигнутый низкий уровень шума в стековых транзисторах определенно обусловлен их конструкцией, которая устраняет шумовое влияние подложки. Во-вторых, были зафиксированы редко встречающиеся флуктуации проводимости туннельных барьеров, наблюдавшиеся в одном из образцов, поскольку их уровень явно превышал фоновый зарядовый шум транзистора при f > 1 Гц. Хотя механизм этого шума проводимости полностью не выяснен, он может быть связан с флуктуациями подвижных зарядов в области раздела металл-оксид, которые почти не вызывают поляризации острова.

2.3. Шунтированный стековый транзистор

Как отмечено выше, в структурах 4-го варианта (рис. 2.2.1) присутствует небольшой контакт острова с подложкой, что проявляется в

шумовых свойствах таких транзисторов. Для дальнейшего понижения уровня зарядового шума одноэлектронного транзистора было решено изготовить и исследовать оригинальную структуру, остров которой не имел бы контакта с подложкой (рис. 2.3.1) [55, 109-114].



Рис. 2.3.1. Схематическое изображение транзистора, остров которого не имеет контакта с подложкой.

Доказательством полного отсутствия контакта острова с подложкой является наличие небольшого шунтирующего туннельного перехода между внешними электродами. В случае достаточно высокого его сопротивления $(R_{\rm m} > R_1, R_2)$, такой "шунт" незначительно повлиял бы на работу транзистора, а его присутствие легко заметить по конечной проводимости интегральной структуры в состоянии кулоновской блокады транзистора.

Ток, протекающий через шунтирующий переход, создает дробовой шум ($S_{I_III} = \sqrt{2eI}$), увеличивая интегральный уровень шума исследуемой структуры. Для того, чтобы вклад дробового шума был мал, его уровень должен быть меньше уровня собственного шума усилителя:

$$S_{I_III} < S_{I_усилит} \approx 5 \times 10^{-15} A / \sqrt{\Gamma u}$$

Из этого следует, что ток, протекающий через шунтирующий переход, не должен превышать значения $I_{III} = \frac{V}{R_{III}} < 80$ пА. Минимальный уровень зарядового шума одноэлектронного транзистора достигается при малых токах через транзистор ($I_{Tp} = \frac{V}{R_{Tp}}$) ~ 10 ÷ 20 пА [10]. Таким образом, сопротивление шунтирующего перехода должно удовлетворять соотношению:

$$R_{\rm III} \geq \frac{1}{4} R_{\rm Tp}$$

Сопротивление транзистора в открытом состоянии равно в области кулоновской блокады:

$$R'_{\rm Tp} = R_1 \frac{C_{\Sigma}}{C_2} + R_2 \frac{C_{\Sigma}}{C_1}$$

Отсюда получаем оценку для величины сопротивления шунтирующего перехода:

$$R_{\rm III} > \frac{1}{4} R'_{\rm Tp} = \frac{1}{4} \left(R_1 \frac{C_{\Sigma}}{C_2} + R_2 \frac{C_{\Sigma}}{C_1} \right).$$

Учитывая тот факт, что произведение $R_i \times C_i$ для переходов, изготовленных в одном вакуумном цикле, является постоянной величиной (сопротивления и емкости туннельных переходов зависят от толщины изолирующего слоя - *d* и их площади *S* как $R \sim \frac{1}{S} e^{\frac{d}{d_0}}$, $C \sim \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{d} S$), последнее выражение можно переписать как:

$$R_{\rm III} \geq \frac{1}{4} R'_{\rm Tp} \approx \frac{R_{\Sigma}}{2}$$

Параметры экспериментальной структуры соответствовали этому условию, $R_{\rm III} \sim 1.9$ Мом, $R_{\rm Tp} \sim 3.7$ Мом.

Изготовление образцов

Для изготовления транзистора, остров которого не имел контакта с подложкой, использовался слегка модифицированный метод изготовления, описанный выше. Модификация заключалась в двухступенчатом изготовлении нижнего электрода при использовании рисунка маски.

На рисунке 2.3.2 представлена последовательность изготовления транзистора с контролируемым размером шунтирующего перехода.

Формирование транзистора можно разделить на 4 этапа:

- напыление первой части нижнего электрода (рис. 2. 3.2а) под углом - 23° к поверхности толщиной 15 нм;

- напыление без промежуточного окисления перпендикулярно к поверхности второй части нижнего электрода толщиной 6 нм (рис. 2. 3.2б);

- окисление в атмосфере кислорода нижнего электрода (формирование туннельного барьера) и напыление перпендикулярно к поверхности острова транзистора толщиной 10 нм (рис. 2. 3.2в) (вследствие естественного "зарастания" маски - уменьшения размеров ее окон - после каждого процесса напыления, размеры окна острова транзистора уменьшались, и сформированный остров полностью располагался на второй части нижнего электрода, не имея контакта с подложкой);

 окисление в атмосфере кислорода сформированной структуры (формирование туннельного барьера на поверхности острова транзистора) и напыление под углом +23° к поверхности верхнего электрода транзистора толщиной 25 нм (рис. 2. 3.2г).

Шунтирующий туннельный переход образовывался при наложении верхнего электрода на открытую торцевую область нижнего электрода (его второй части). Его площадь определялась толщиной второй части нижнего электрода (~ 6 нм) и шириной верхнего электрода (~ 60 нм) (рис. 2.3.2д), а ширина туннельного барьера – толщиной окисного слоя торцевой области нижнего электрода.

Результаты измерений.

Как и ожидалось, ВАХ и модуляционные характеристики интегральной структуры демонстрировали в состоянии кулоновской блокады транзистора ненулевую проводимость (рис. 2.3.3), которая определялась шунтирующим туннельным переходом. Ток через структуру ($I = I_{Tp}+I_{III}$) состоял из двух компонент (рис. 2.3.2е).



Рис. 2.3.2. Последовательность изготовления (**a**, **б**, **в**, **г**), итоговая структура (д) и эквивалентная схема (е) шунтированного стекового транзистора. Над каждым из рисунков показана маска, используемая при напылении.

Первая компонента (I_{Tp}) зависела от напряжения смещения и напряжения на управляющем электроде, а вторая (I_{III}) - только от напряжения смещения. В результате, ВАХ интегральной структуры представлял собой суперпозицию ВАХ одноэлектронного транзистора и линейной ВАХ одиночного туннельного перехода, а модуляционная характеристика – сдвинутую по оси тока на величину $I_{III} = V/R_{III}$ модуляционную характеристику одноэлектронного транзистора.



Рис. 2.3.3. **а** - ВАХ интегральной структуры в проводящем состоянии и в состоянии кулоновской блокады одноэлектронного транзистора. **б** - модуляционные характеристики интегральной структуры.

Модуляционные характеристики шунтированного стекового одноэлектронного транзистора были очень стабильны, не наблюдалось их дрейфа и сдвигов, вызванных случайными изменениями фонового заряда. Изспецифической конструкции транзистора, за его токовые пики на модуляционной характеристике были асимметричными (отношение существенно увеличивало $C_1/C_2 \sim R_2/R_1 \sim 10),$ ЧТО токовой значение чувствительности $\eta = dI/dQ_g$ до значений ~ 0.8 нА/е на крутом склоне зависимости I(Q_g). Именно на этом склоне выбиралась рабочая точка для измерения уровня зарядового шума транзистора.

При малых токах через транзистор ($I_{Tp} = I - I_{III} \sim 5 \div 10$ пА, рис. 2.3.4) уровень шума не зависел от напряжения на управляющем электроде транзистора. Это означает, что зарядовая компонента шума в этом случае не является доминирующей и основную роль играют другие источники шума, например, флуктуации проводимости туннельных переходов. При больших значениях тока уровень шума возрастал со значения $8 \times 10^{-6} e / \sqrt{\Gamma \mu}$, при токе I = 6 пА, до значения $4.2 \times 10^{-5} e / \sqrt{\Gamma \mu}$, при токе I = 40 пА, и зависел от положения рабочей точки транзистора, указывая тем самым на зарядовую природу шума (рис. 2.3.4). Такое поведение при увеличении транспортного быть объяснено активизацией тока может зарядовых ловушек, расположенных в определенной области естественного окисла алюминия, покрывающем поверхность образца. Эта область находится на нижнем электроде транзистора, примыкая к периметру его острова. В этой области, перемещения заряда, направленные "к острову" и "от острова", сильнее поляризуют остров транзистора, поскольку заряд, наведенный на металлической поверхности малого радиуса кривизны, сильно зависит от расстояния до его источника [115]. Флуктуации зарядов, расположенных в окисле, покрывающем верхний электрод и сам остров, не так сильно меняют поляризацию острова за счет малости кривизны (т.е. практически плоской) верхней поверхности острова. Что касается туннельных барьеров, поле

внутри барьера осциллирует с "одноэлектронной" частотой I_{Tp}/e и постоянной амплитудой $A = e/(dC_{\Sigma})$, где d – толщина барьера [14]. Однако, это сравнительно большое поле не приводит к соответственному случайному переключению возможных зарядовых ловушек в барьерах.

Увеличение уровня зарядового шума при возрастании транспортного тока наблюдалось и в более ранних экспериментах [116]. Объяснялся этот эффект воздействием резко изменяющегося потенциала острова транзистора на располагающиеся под ним в подложке зарядовые ловушки, что приводило к их активации. При больших транспортных токах (> 100 пА) можно ожидать дополнительно и тепловой их активации за счет локально рассеянного тепла в области туннельных переходов транзистора.



Рис. 2.3.4. Уровень шума в структуре транзистора с полностью изолированным от подложки островом в зависимости от транспортного тока.

Уровень зарядового шума транзистора (в токовых единицах) на характерной частоте 10 Гц, при вычитании шума усилителя (~ $5 \div 6 \phi A / \sqrt{\Gamma \mu}$) составил величину $\sqrt{S_{I_{-}TP}} = \sqrt{S_{I} - S_{I_{-}YCUNT}} = 6.5 \pm 1.5 \phi A / \sqrt{\Gamma \mu}$ (рис. 2.3.5).



Рис. 2.3.5. **а** - модуляционная характеристика шунтированного стекового транзистора с отмеченными рабочими точками. **б** - шумовые спектры, измеренные в рабочих точках.

При пересчете этой величины в зарядовые единицы получаем величину $\delta Q_x = 8 \times 10^{-6} e/\Gamma \mu^{1/2}$ (или, в энергетических единицах ~ $30\hbar$). Это значение более чем на порядок лучше, чем значение шума в планарных одноэлектронных транзисторах, и является рекордным в области низких частот ($f = 10 \Gamma \mu$).

В нашем случае мы получили оценку минимального значения уровня зарядового шума стекового транзистора сверху ($\delta Q_x \le 8 \times 10^{-6} \ e/\Gamma \mu^{1/2}$). Более точно его определить не позволяет уровень шума измерительной Измеренный электроники. уровень шума достаточно близок к теоретическому пределу для одноэлектронного транзистора с приведенными $(\delta Q_x = (2 \div 3) \times 10^{-6} \ e/\Gamma \mu^{1/2}).$ параметрами Поскольку измеренная выше зависимость уровня шума имеет тенденцию уменьшаться с увеличением всей видимости, существует возможность частоты, ПО достигнуть фундаментального предела чувствительности одноэлектронного транзистора при частотах в несколько десятков герц. Однако, для измерения столь малых сигналов необходим усилитель с еще более низким уровнем собственного шума - например, усилитель, работающий при пониженной температуре.

Обсуждение результатов

Использование стековой конструкции одноэлектронного транзистора, в которой остров полностью экранирован от влияния подложки, позволило более чем на порядок по амплитуде (и на 2 порядка по мощности) уменьшить уровень шума в транзисторе, показав тем самым, что в планарных структурах основной вклад (более 90 %) в интенсивность шума вносят источники, расположенные в подложке (рис. 2.3.6). Остаточный уровень шума, возможно, связан с источниками, расположенными естественном окисле, покрывающем всю поверхность образца и с флуктуациями проводимости туннельных переходов.



Рис. 2.3.6. Уровень шума в структурах стековой геометрии в зависимости от площади контакта острова с подложкой. Значения при 50, 30 и 20% приведены для транзисторов 1, 2, 3 (рис. 2.2.1); 0 ÷ 10% - для транзисторов 4 на четырех различных образцах; 0% - для шунтированного стекового транзистора с полностью изолированным от подложки островом.

ГЛАВА 3. ЭФФЕКТЫ ВЗАИМНОГО ВЛИЯНИЯ ВО МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУРАХ

В описанном ниже эксперименте изучались эффекты взаимодействия в системе из двух и трех металлических одноэлектронных транзисторов, расположенных на одном и том же чипе на небольшом расстоянии друг от друга и имеющих различные по площади туннельные переходы [117-122].

Суть эффекта взаимовлияния в многоэлементных одноэлектронных может понята из анализа работы транзистора. Количество структурах избыточных электронов $n = n_1 - n_2$ на острове транзистора колеблется во времени и, поскольку полная емкость острова мала, электрический потенциал острова также колеблется со значительной амплитудой порядка e/C_{Σ} . Если остров другого одноэлектронного устройства расположен рядом с этим островом и емкостная связь между этими двумя островами достаточно велика, то упомянутые выше флуктуации напряжения могут повлиять на процесс электронного туннелирования в соседнем устройстве. Например, эффект флуктуационного воздействия накладывает предел на потенциальную точность зарядовых измерений в системе "бокс"+электрометр. При таком воздействии, считывающий радикальном электрометр переводит исследуемую систему в неравновесное состояние и, следовательно, интенсифицирует переходы между дискретными зарядовыми состояниями в "боксе", производя эффект аналогичный влиянию "естественных" тепловых и флуктуаций (см. Ю.Назарова [123]). квантовых теорию Эффект взаимодействия, заключающийся в обратном влиянии считывающего электрометра, обнаружен также в эксперименте с одноэлектронной ловушкой [45, 105]. В этом эксперименте было продемонстрировано, как изменение тока, протекающего через электрометр, приводит к соответствующему изменению интенсивности колебаний потенциала острова электрометра и оказывает влияние на надежность хранения электрона одноэлектронной ловушкой. Время хранения электронов на острове памяти ловушки

уменьшалось при возрастании тока, протекающего через электрометр. Причем, зарегистрированная зависимость была настолько сильной, что не могла быть объяснена только одним тепловым эффектом.

В работе эффекте настояшей внимание сосредоточено на взаимодействия одноэлектронного транзистора (электрометра) и связанного с емкостным образом другого одноэлектронного транзистора. По НИМ сравнению с исследованиями подобных эффектов в одноэлектронных "боксе" и ловушке, впервые рассмотрен нестационарный случай, когда через исследуемую одноэлектронную структуру (транзистор) протекает ненулевой ток. В такой системе заполнение дискретных зарядовых состояний островов устройства, тестируемого как электрометра, так И описывается вероятностями $\sigma_1(n^{(1)})$ и $\sigma_2(n^{(2)})$, которые неявным образом зависят от температуры и токов смещения транзисторов. Из-за емкостной связи объектов эти вероятности становятся зависимыми от режима работы соседнего устройства. Например, чем больше ток смещения, тем шире распределение $\sigma(n)$ и выше уровень флуктуаций потенциала острова транзистора, что приводит к видимым изменениям на вольтамперной характеристике электрометра, которые могут быть зарегистрированы непосредственно. Таким образом, электрометр в режиме малого тока смещения может работать как детектор дробового шума, производимого наблюдаемым устройством. В частности, по его отклику можно определить ширину Δn распределения $\sigma(n)$ изучаемого устройства.

3.1. Характеристики образцов и методика измерений

Так как целью эксперимента было наблюдение флуктуационного воздействия на фоне возможного эффекта нагрева, была изготовлена структура из трех транзисторов с различными параметрами. Она состояла из традиционных одноэлектронных транзисторов с *Al/AlO_x/Al* туннельными переходами и изготовлена методом двух-теневого напыления *Al* с

промежуточным окислением в атмосфере чистого кислорода. В качестве 800 нм подложки использовалась кремниевая пластина, покрытая SiO_2 . диэлектрическим слоем термически выращенного Благодаря специальной форме маски (подобно той, которая использовалась для изготовления системы двух транзисторов [14]) и двух-теневого напыления Al углами, все три расположенных под соответствующими В линию транзистора паразитных теней островов (смотри не имели OT микрофотографию на рис. 3.1.1).



Рис. 3.1.1. Микрофотография трех близкорасположенных одноэлектронных транзисторов.

Транзисторы были гальванически изолированы друг от друга, что позволяло пропускать по ним независимые транспортные токи. Электроды затворов по обеим сторонам тройной транзисторной системы использовались для подстройки нескомпенсированных поляризационных зарядов (потенциалов) островов транзисторов с возможностью независимой

компенсации поляризационного заряда острова одного из транзисторов приложением соответствующих напряжений к обоим затворам.

Транзисторы намеренно изготавливались с различными параметрами. Например, размер острова самого маленького транзистора *a* (верхний на рис. 3.1.1) был около 75×900 нм², площади туннельных переходов составляли около 40×50 нм², тогда как соответствующие размеры самого большого из транзисторов *c* (нижний на рис. 3.1.1) составляли около 75×1900 нм² и 60×400 нм² соответственно. Это означает, что одноэлектронные эффекты в последнем были существенно подавлены ($E_C/k_E \sim 0.4$ K ≈ 35 мкВ). Приближенное расстояние между центрами каждых двух соседних транзисторов составляло около 150 нм, разделяющие острова промежутки около 75 нм. Такое взаимное расположение островов транзисторов приводило к существенным перекрестным емкостям между ними.

Были измерены два образца, близких по параметрам и расположению транзисторов. Для наиболее прецизионных измерений $\langle n \rangle$ в неравновесном состоянии на чипе был выбран *образец l*, в котором емкости переходов транзисторов *a* и *b* были минимальными ($C_{\Sigma}^{a} \approx 260 \text{ a}\Phi, R_{\Sigma}^{a} \approx 2.6 \text{ MOm u} C_{\Sigma}^{b} \approx$ 360 а $\Phi, R_{\Sigma}^{b} \approx 2.3 \text{ MOm c} C^{ab} \approx 36 \text{ a}\Phi$), а транзистор *c* обладал дефектом (был закорочен) и не влиял на работу транзисторов *a* и *b*. Основные электрические параметры *образца l* представлены в Таблице 3.1.1.

	Транзистор а	Транзистор <i>b</i>	
	(маленький)	(средний)	
C_{\varSigma} / a Φ	260	360	
$C^{ab}/a\Phi$	30	5	
$R_1 + R_2 / Mom$	2.6	2.3	
R_1/R_2	1.24	1.51	

Таблица 3.1.1. Электрические параметры транзисторов а и в образца 1.

Это было удобно для измерений, поскольку при нулевом токе смещения транзистор *с* образовал бы одноэлектронный бокс и оказывал влияние на регистрируемый процесс, усложняя форму измеряемых модуляционных кривых.

Образец 2 не имел дефектов и состоял из трех различных по параметрам транзисторов, его основные электрические параметры представлены в Таблице 3.1.2. Параметры определялись стандартным способом. Асимптотические сопротивления транзисторов измерялись из вольтамперных характеристик, а суммарные емкости островов вычислялись из напряжений смещения.

	Транзистор а	Транзистор <i>b</i>	Транзистор <i>с</i>
	(маленький)	(средний)	(большой)
$C_{\Sigma}/a\Phi$	320	620	2300
$(C_1 + C_3/2)/(C_2 + C_3/2)$	0.86	0.87	0.6
$R_1 + R_2 / Mom$	2.0	1.16	0.275
R_1/R_2	1.24	1.51	1.93

Таблица 3.1.2. Электрические параметры трех близкорасположенных транзисторов *a*, *b* и *c* образца 2.

Отношение емкостей переходов оценивалось ИЗ асимметрии модуляционных характеристик $V(U_{3amb})$, измеренных при низкой температуре и при малом токе смещения, когда модуляционные кривые приближаются к линии границы между областью блокады и областью с ненулевым транспортным током на диаграмме состояний транзистора. Используя полученное отношение емкостей, отношение сопротивлений переходов было асимметрии экспериментальной зависимости $I(U_{3amg})$, определено ИЗ измеренной при низкой температуре и напряжении смещения близком к

максимальной величине напряжения блокады e/C_{Σ} (см., например, работу [106]).

Соединительные (перекрестные) емкости C^{ab} и C^{bc} играли важную роль в нашем анализе и были определены непосредственно из измерений. С этой целью, внешние электроды транзисторов *a* и *c* были заземлены, через центральный транзистор был пропущен ненулевой средний ток, а к одному из затворов было приложено линейно изменяющееся напряжение. Из-за того, что затвор оказывал влияние на оба электронных бокса, образованных транзисторами *a* и *c*, и ступенчатым образом изменял заряды их островов, измеренные кривые зависимости напряжения на электрометре *V* от напряжения затвора $U_{затв}$ являлись суперпозицией влияния обоих боксов [124]. Емкости связи C^{ab} и C^{bc} были определены из измеренных по горизонтали смещений модуляционной кривой, происходящих благодаря скачкообразным изменениям заряда в боксах. Каждый скачок величиной в один электрон в боксе *a* или *c* соответствовал поляризации острова электрометра равной величине $e(C^{ab}/C_{\Sigma}^{c})$ или $e(C^{bc}/C_{\Sigma}^{c})$ соответственно.

Измерения были выполнены в рефрижераторе растворения в области температур 35-200 мК. Измеряемые алюминиевые структуры ($T_{\kappa} \approx 1.15$ К) находились в нормальном состоянии, что обеспечивалось приложением магнитного поля индукцией B = 1 Тесла. Специальные коаксиальные кабели (Thermocoax[®]), длинной в 1 м, служили в качестве эффективных НЧ фильтров [91], были установлены на всех измерительных линиях в непосредственной близости от образца и имели близкую к нему температуру. Транзисторы были включены в измерительную цепь таким образом, что их смещение током или напряжением осуществлялось симметрично относительно земли. Питание фиксированным током осуществлялось с помощью источника напряжения и последовательно включенных с ним высокоомных резисторов (2 × 500 МОм), находящихся при комнатной температуре. Такой способ, обеспечивающий постоянство среднего значения протекающего тока, с точки зрения условий электронного туннелирования

соответствовал случаю низкого импеданса электродинамического окружения (большая емкость подводящих проводов) и, следовательно, постоянного напряжения на транзисторе (см., например, [125]). Метод задания тока был использован для того, чтобы воспользоваться преимуществом регистрации большого сигнала по напряжению (большого отношения сигнал/шум), благодаря большому дифференциальному сопротивлению $R_{d} = dV/dI$, при малом токе через электрометр. Сигнал, усиленный низкошумящим предусилителем с высоким входным сопротивлением (и собственным шумом $V_{\mu\nu\nu\mu} \approx 30 \text{ нB}/\Gamma \mu^{1/2}$ в области частот 1÷10 Гµ), находящимся при комнатной температуре, далее измерялся цифровым вольтметром, соединенным через интерфейс связи с персональным компьютером. Bce электронное оборудование управлялось компьютером, оптически развязанным С измерительной системой.

Интенсивность шума эффективного фонового заряда была измерена с помощью транзисторов *a* и *b*, работающих как электрометры, и составила на частоте $f = 10 \,\Gamma$ ц величину около $(3 \div 4) \times 10^{-4} \, e/\Gamma \, \mu^{1/2}$. Телеграфный шум эффективного фонового заряда был довольно слабым и не мешал измерениям.

3.2 Зарядовые состояния и спектр одноэлектронных колебаний в транзисторе при различных значениях транспортного тока

В эксперименте с *образцом* 1, транзистор *а* сначала работал как электронный бокс (ток смещения равен нулю), а транзистор *b* использовался в качестве электрометра с малым током смещения 1 пА. Схематическая диаграмма представлена на рис. 3.2.1.


Рис. 3.2.1. Схематическая диаграмма трех близкорасположенных одноэлектронных транзисторов.

Наблюдение хорошо заметных и достаточно больших по амплитуде модуляционных кривых при таких низких токах смещения (~ 0.04 $e/R_{\Sigma}{}^{b}C_{\Sigma}{}^{b}$) оказалось возможным благодаря достаточно высокому сопротивлению туннельных переходов электрометра и, как следствие, малым токам котуннелирования [5]. Дискретные изменения заряда в боксе происходили в соответствии с изменением напряжения U_{3}^{a} на электроде затвора транзистора *a* и потенциал острова бокса считывался электрометром через емкость связи C^{ab} . Два затвора использовались для подстройки электрометра таким образом, чтобы он "чувствовал" только избыточный заряд ($n^{a}e$) острова транзистора *a*. С этой целью некоторая часть (найденная в процессе подстройки) напряжения U_{3}^{a} с обратным знаком подавалась на второй затвор. Внешние электроды третьего, неиспользованного транзистора *c* заземлялись.

Результаты измерений и численного моделирования

Подобно результатам более раннего эксперимента Лафаржа и др. [124], было зарегистрировано размытие ступенчатой зависимости среднего числа электронов на острове $\langle n \rangle$ от напряжения на затворе при $I^a = 0$. Этот эффект превышал "температурное" размытие, соответствующее температуре ванны, равной 43 мК (смотри кривые, соответствующие $I^a = 0$ на рис. 3.2.2). Наблюдалось размытие, эквивалентное действию температуры порядка $T_{3dd} = 90$ мК. (Для сравнения, в работе [124] наблюдалось эквивалентное размытие с $T_{3\phi\phi} = 60$ мК при $T_{6biHHbi} = 20$ мК). Количественное моделирование системы показало, что обратное влияние электрометра, работающего при таких малых токах, может объяснить повышение температуры образца только с 43 мК до 47 мК. Приведенное значение $T_{ij}\phi\phi$ вполне приемлемо для большинства измерений. Мы связываем вышеупомянутое повышение эффективной температуры неполной фильтрацией СВЧ С шума, проникающего извне. В частности, этот эффект не оказывал заметного влияния на наблюдение неравновесных зарядовых состояний в транзисторе при конечном транспортном токе, когда размытие ступеней было более значительным.



Рис. 3.2.2. Неравновесные зарядовые состояния <*n^a*> острова транзистора *a* в зависимости от , протекающего через него тока *I^a*, исследованные с помощью электрометра (транзистор *b*).

С помощью электрометра *b* были исследованы неравновесные зарядовые состояния острова транзистора *a*, через который протекал

конечный, но сравнительно небольшой, ток I^a (до 50 пА ~ 0.2 $e/R_{\Sigma}{}^aC_{\Sigma}{}^a$). В этом случае, электрометр чувствовал некоторый "средний" заряд острова транзистора и не производил заметного обратного влияния на него из-за малости своего рабочего тока ($I^b = 1$ пА). Как будет показано ниже, этот "средний" заряд определяется статистически усредненным зарядом острова транзистора или, другими словами, средним количеством избыточных электронов

$$\langle n^a \rangle = \sum_{n^a} n^a \sigma(n^a).$$
 (3.2.1)

Рисунок 3.2.2 показывает эффект небольшого тока на зависимость $\langle n^a \rangle$ от зарядового смещения. Можно видеть постепенное исчезновение ступеней лестницы, что качественно подобно эффекту повышения температуры. На самом деле, из-за конечного значения тока смещения, интенсивности одноэлектронных переходов в транзисторе и вероятность $\sigma(n^a)$ не являются более равновесными и могут быть найдены из решения кинетического уравнения ортодоксальной теории [1]. Такие вычисления были выполнены для параметров вышеописанной структуры, определенных из эксперимента. Их результаты изображены на рис. 3.2.2 сплошными линиями, которые хорошо согласуются с экспериментальными кривыми.

Когда ток; протекающий через транзистор *a*, становится достаточно большим (выше 50 пА для настоящего образца), зарядовые состояния на его острове существенно смешиваются, т.к. более чем два состояния вовлечены в динамику процесса переноса тока (рис. 3.2.3). Это приводит к тому, что ступенчатая зависимость количества избыточных электронов на острове от напряжения на затворе (смотри рис. 3.2.2) размывается и становится почти линейной. В тоже время, модуляция тока (напряжения) транзистора *a* напряжением затвора еще близка к своему максимуму и сохраняется вплоть до уровня тока порядка 0.5 нА. Это означает, что туннелирование электронов

в этом режиме по-прежнему определяется зарядом острова и, следовательно, туннельный процесс является квазирегулярным.



Рис. 3.2.3. Зависимость плотности вероятности количества электронов $\sigma(n^a)$ на острове транзистора *а* в случае малого и большого токов.

Динамика транзистора с такими параметрами была промоделирована [122] и, в частности, был вычислен спектр шума напряжения на его острове путем численного решения соответствующего нестационарного уравнения ортодоксальной теории [4]. Было обнаружено, что спектр может быть хорошо аппроксимирован функцией

$$S_{V}(\omega) = \frac{A^{2}}{\pi} \frac{\omega_{c}}{\omega_{c}^{2} + \omega^{2}}, \qquad (3.2.2)$$

где частота среза ω_c растет от $\omega_c = (R_{\Sigma}^{\ a}C_{\Sigma}^{\ a})^{-1} \approx 1.6 \times 10^9 \text{ сек}^{-1}$ при $I^a = 50 \text{ пA}$ до, приблизительно, $2\omega_c$ при $I_a = 600$ пА. Интенсивность А имеет порядок e/C_{Σ}^{a} и зависит от величины тока и напряжения на затворе. На рис. 3.2.4 b показаны спектры флуктуаций напряжения на острове транзистора для различных значений транспортного тока. Эти кривые качественно будет увеличиваться флуктуационное воздействие показывают, как транзистора (электрометра) на исследуемую систему при увеличении С протекающего через него тока. точки зрения минимального флуктуационного воздействия на измеряемый объект, предпочтительным является режим работы электрометра с малым транспортным током $(I/(e/R_{\Sigma}C_{\Sigma}) < 0.1)$. Оптимальной по напряжению на затворе является область $-(n + 0.25) < Q_0/e < (0.25 + n),$ значений поляризационного заряда гле амплитуда флуктуаций потенциала острова транзистора ϕ (см. рис. 3.2.4a) минимальна.



Рис. 3.2.4. а – модуляционная характеристика транзистора *a*, среднее количество электронов <*n*> и спектр шума на острове транзистора *a*.
b - спектры флуктуаций напряжения на острове транзистора *a* для различных значений транспортного тока.

Обсуждение результатов

Впервые исследованы экспериментально зарядовые состояния центрального острова транзистора при малых значениях транспортного тока 0 - 100 пА, когда эффектами теплового нагрева можно диапазоне В пренебречь. Продемонстрировано флуктуационное воздействие на исследуемый объект измеряющего одноэлектронного транзистора-Определены области значений транспортных токов и электрометра. напряжений на затворе транзистора-электрометра, при которых его обратное флуктуационное воздействие на исследуемый объект минимально.

3.3 Взаимодействие в системе близкорасположенных одноэлектронных транзисторов с емкостной связью

Результаты измерений и численного моделирования

В последующем будем рассматривать транзистор а как "генератор", производящий дробовой шум (3.2.2), который регистрируется электрометром (транзистор b) - "детектором". (В этом эксперименте использовался *образец* 2). Регистрировались модуляционные кривые зависимости напряжения на электрометре V^{b} от напряжения на затворе транзистора $c(U_{3}^{c})$ при различных значениях тока "генератора" I^a. Для того, чтобы поддержать постоянный режим генерации, т.е. чтобы зафиксировать рабочую точку "генератора" транзистора а, при изменяющемся напряжении на затворе с, на затвор а подавалось компенсирующее напряжение $U_3^a = -\alpha U_3^c$, ($\alpha \approx 0.34$, найдено экспериментально), которое поддерживало неизменным постоянное смещение острова "генератора". Аналогичным образом были проведены измерения, где в качестве "генератора" использовался транзистор с, компенсирующее напряжение подавалось на затвор с. В этом случае, как подтвердили проведенные расчеты, производимый "генератором" шум был значительно слабее и "генератор" в основном выделял тепло. Третий, неиспользованный в измерениях транзистор (с или а), был при этом

заземлен. Тем не менее, в заданной конфигурации, этот неработающий транзистор действовал как электронный бокс, т.е. его центральный остров последовательно заряжался одиночными электронами, когда напряжение на По линейно этой затворах изменялось. причине на некоторых наблюдались небольшие модуляционных кривых периодические повторяемые изломы при соответствующих напряжениях на затворе (смотри 3.3.2a). рис. 3.3.1а И Рисунки 3.3.1a 3.3.2a показывают эффект И транспортного тока в транзисторах а и с, при котором амплитуда модуляционных кривых электрометра уменьшается. Значения *I^a* и *I^c* были подобраны таким образом, что соответствовали одинаковому рассеиваемому джоулеву теплу в каждом из транзисторов (а и с).



Рис. 3.3.1. **а** - экспериментальные модуляционные кривые электрометра *b* при различных значениях тока через транзистор *c*; **б** - теоретические кривые соответствуют таким электронным температурам острова электрометра *b*, которые обеспечивают максимальное совпадение с экспериментальными кривыми.



Рис. 3.3.2. **а** - экспериментальные модуляционные кривые электрометра *b* при различных значениях тока через транзистор *a*; **b** - теоретические кривые построены без подгонки для электронных температур острова электрометра *b*, взятых из зависимости *T^b* от рассеиваемой мощности.

Нетрудно заметить (сравни рис. 16а и 17а), что, при одинаковой рассеиваемой мощности, ток I^{a} вызывал большее подавление амплитуды модуляции чем I^{c} . Однако, эффект нагрева электрометра, значителен и, чтобы определить его часть в суммарном влиянии, должна быть построена соответствующая теоретическая модель. Модель системы из трех транзисторов подробно описана в [122], остановимся на кратком ее описании.

Теоретическая модель системы построена в рамках ортодоксальной теории [1], где динамика одноэлектронной системы из многих туннельных переходов описывается основным уравнением для суммарной вероятности σ_{tot} . В нашем случае двух взаимодействующих транзисторов (скажем *a* и *b*) она зависит от двух переменных, n^a и n^b - числа электронов на острове транзисторов *a* и *b*,

$$\frac{\partial}{\partial t} \sigma_{tot}(n^{a}, n^{b}) = \sum_{j=1,2} - [\Gamma_{j}^{+}(n^{a}) + \Gamma_{j}^{+}(n^{b}) + \Gamma_{j}^{-}(n^{a}) + \Gamma_{j}^{-}(n^{b})] \sigma_{tot}(n^{a}, n^{b})
+ \Gamma_{j}^{+}(n^{a} - 1) \sigma_{tot}(n^{a} - 1, n^{b}) + \Gamma_{j}^{-}(n^{a} + 1) \sigma_{tot}(n^{a} + 1, n^{b})
+ \Gamma_{j}^{+}(n^{b} - 1) \sigma_{tot}(n^{a}, n^{b} - 1) + \Gamma_{j}^{-}(n^{b} + 1) \sigma_{tot}(n^{a}, n^{b} + 1).$$
(3.3.1)

В случае однородности температуры $T^{a,b}$ в каждом из электродов структуры, темп туннелирования для первого (*j*=1) и второго (*j*=2) переходов транзистора *а* или *b* в положительном (+) или отрицательном (-) направлениях определяется

$$\Gamma_{1,2}^{\pm}(n^{i}) = E_{1,2}^{\pm}(n^{i}) / (e^{2}R_{1,2}^{i}) \left\{ 1 - \exp[E_{1,2}^{\pm}(n^{i}) / k_{B}T^{i}] \right\}^{-1}, \quad i = a \lor b, \quad (3.3.2)$$

где изменение энергии из-за одиночного туннельного события равняется

$$E_{1}^{\pm}(n^{i}) = E_{C}^{i}[-1 \mu 2(n^{i} + Q_{0}^{i} / e) \pm 2C_{2}^{i}V^{i} / e],$$

$$E_{2}^{\pm}(n^{i}) = E_{C}^{i}[-1 \pm 2(n^{i} + Q_{0}^{i} / e) \pm 2C_{1}^{i}V^{i} / e].$$
(3.3.3)

В реальном случае, когда электронные температуры острова и электродов транзистора существенно различаются, выражение для темпов туннелирования принимает форму [107]:

$$\Gamma_{1,2}^{\pm}(n^{i}) = k_{A}T^{i} / (e^{2}R_{1,2}^{i}) \ln\left\{1 + \exp[E_{1,2}^{\pm}(n^{i}) / k_{A}T^{i}]\right\}, \qquad (3.3.4)$$

где предполагается, что температура острова *T*^{*i*} более чем вдвое превышает температуру подводящих электродов.

Система уравнений решалась при следующих упрощения и допущениях:

малости коэффициентов связи $\lambda^{(a,b)} = C^{(a,b)} / C_{\Sigma}^{(a,b)} << 1$,

ограниченности максимального числа состояний $N^{(a,b)}$, вовлеченных в динамику процесса ($N^a = 10$ и $N^b = 3$),

обратное влияние электрометра *b* на транзистор *a* не учитывалось, поскольку рабочая точка транзистора *a* находилась выше порога его блокады и изменения наведенного заряда $Q_0^{(a)}$ на его острове, связанные с влиянием электрометра *b* были малы ($\Delta Q \leq \lambda^{(a)} N^b e \ll e$),

поскольку $I^a >> I^b$, реальная динамика процессов во времени такова, что редкие туннельные события в транзисторе b (с темпом $\tau_b^{-1} \sim I^b/e$) происходят на фоне более быстрых ($\tau_a^{-1} \sim I^a/e$) колебаний наведенного "генератором" заряда $Q_0^{(b)}$ его острове, использовалось усреднение на временном промежутке $\tau >> \tau_a$.

В результате, задача сводилась к численному решению основного уравнения только для электрометра с усредненными темпами туннелирования. С помощью метода итераций были найдены V^b и соответствующее ему значение I^b . В конце вычислений небольшая по величине компонента тока котуннелирования была добавлена к I^b . Она была вычислена из формулы Аверина-Назарова для случая конечной температуры [126].

В заключение, замечание сделаем относительно корректности сделанных допущений. Акты туннелирования электронов в транзисторе b возникают на фоне флуктуационных изменений напряжения на переходе, возникающих вследствие изменений потенциала на острове. Эта картина эффекту качественно подобна флуктуаций из-за конечного электромагнитного импеданса, соединенного последовательно с таким переходом [125], но, в сравнении с этим случаем, основную роль играют низкочастотные флуктуации [127]. В нашем случае граничная частота спектра фоновых флуктуаций довольно низка и ограничивается величиной ~250÷500 МГц, при этом соответствующая энергия кванта ~1÷2 мкэВ значительно меньше как $k_{\rm b}T \sim 10 \div 15$ мкэВ, так и характерных изменений энергии при туннелировании (порядка *eV^b* в состоянии блокады). Поэтому,

квантовыми эффектами можно пренебречь и приближение ортодоксальной теории может быть использовано.

Поскольку электрометр работал в режиме близком к блокаде, когда он чрезвычайно чувствителен и к заряду и к температуре, следовало обратить внимание на определение всех температур, имеющих отношение к рассматриваемой модели. Во-первых, предполагалось, что подводящие проводники осуществляют хороший тепловой контакт между термостатом ("ванной") с базовой температурой (35÷75 мК) и внешними электродами туннельных переходов электрометра и транзисторов а и с. Подводящие проводники представляли собой Al пленки толщиной 25 + 35 = 60 нм, шириной 20 мкм и длинной несколько мм, переходящие в контактные площадки больших размеров (1.5 × 1.5 мм²). Для оценки теплопроводности этих Al пленок в нормальном состоянии при 75 мК, использовался закон Видемана-Франца, справочное значение $\kappa_{Al} \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$ Вт/град/м, в результате была получена величина ~ 10⁻¹⁰÷10⁻¹¹ Вт/град. Для значения максимально $1.6 \times 10^{-16} \,\mathrm{Bt}$ электрометре В мощности повышение рассеиваемой температуры подводящих электродов было пренебрежимо мало - < 0.02 мК. Поэтому, предполагалось, что электронная и фононная температуры электродов равны температуре ванны $T_{\text{ванны}} = 75 \text{ мK}$. С другой стороны, электронная температура острова электрометра, T^b, превышала эту температуру из-за слабого электрон-фононного взаимодействия при низких температурах (см., например, [107, 128]). Этот эффект может быть описан моделью Рукаса и др. [40], согласно которой

$$T^{b} = (T^{5}_{ph} + P^{b} / \Sigma_{A} \Omega)^{1/5}, \qquad (3.3.5)$$

где T_{ph} - температура фононов острова, P^b - мощность, рассеиваемая в острове объемом $\Omega \approx 7 \times 10^{-3}$ мкм³ и $\Sigma_{Al} \approx 0.2 \div 0.6$ нВт/град⁵/мкм³ [107, 128] - константа электрон-фононного взаимодействия. Поскольку любое реальное

значение теплопроводности подложки SiO_2 , скажем, $\kappa_{SiO2} \sim 10^{-4}$ Вт/град/м при $T \sim 0.1$ К (см. данные по кремнию в работе [129]), дает пренебрежимо малое увеличение температуры $\Delta T_{ph} \sim P^b/(S^{1/2}\kappa_{SiO2}) < 10^{-5}$ К для площади *S* порядка 10^{-13} м² и мощности $P^b \sim 10^{-16}$ Вт, предполагалось, что $T_{ph} = T_{ванны}$ в случае, когда соседние с электрометром транзисторы выключены. P^b изменяется так же, как изменяется суммарная мощность, рассеиваемая в электрометре, когда напряжение на затворе изменяется.

Однако, благодаря слабой зависимости T^b от P^b в (3.3.5), предполагалось, что электронная температура постоянна для каждой модуляционной кривой (за исключением областей около минимума). Действительно, эти (с отсутствием блокады) области на всех модуляционных кривых были не так чувствительны к температурным колебаниям, поэтому такое допущение выглядит вполне обоснованным.

Так, для более точной оценки P^b , было взято значение $P \approx 1.5 \times 10^{-16}$ Вт и определена (как у Каутца и др. [107]) часть мощности, рассеиваемая непосредственно в острове электрометра. Как результат, было получено значение около 40 % (50 % - в случае равномерного распределения температуры) для верхних участков модуляционных кривых и определено значение рассеиваемой мощности $P^b \approx 6 \times 10^{-17}$ Вт.

Используя параметры туннельных переходов, определенные из эксперимента, было найдено, что, в рамках предположения о существенно разных электронных температурах острова и подводящих электродов, наилучшее согласие с экспериментом имела кривая с температурой $T^b \approx 134$ мК (при токе через электрометр $I^b = 1$ рА, $I^a = I^c = 0$). Определенное таким образом значение электронной температуры острова электрометра позволило из широкого диапазона значений Σ_{Al} выбрать соответствующее данной температуре величину $\Sigma_{Al} \approx 0.23$ нВт/град⁵/мкм³. Полученное значение константы электрон-фононного взаимодействия Σ_{Al} находится в пределах, упоминавшихся ранее в литературе [107, 128].

На следующем этапе вычислений методом подгонки была определена электронная температура для модуляционных кривых электрометра, когда источником влияния был транзистор с, то есть генератор тепла (см. рис.3.3.1). В этой процедуре подгонки снова предполагалось, ЧТО электронная температура острова была постоянной для каждой кривой. Поскольку мощность, рассеиваемая в соседнем транзисторе, увеличилась и, следовательно, увеличилась T_{ph} (также как и T^{b}) (см. формулу (3.3.5)), это предположение стало более оправданным. Фононная температура в подводящих проводниках оставалась равной $T_{\textit{ванны}}$ из-за большой длины (мммасштаба) λ_{e-ph} электрон - фононного взаимодействия. Зависимости T^b и T_{ph} от полной мощности, рассеянной в транзисторе с, показаны на рис. 3.3.3.



Рис. 3.3.3. Электронная температура острова электрометра T^b в зависимости от мощности, рассеиваемой в соседнем транзисторе. Фононная температура острова электрометра определена из формулы (3.3.5) и $\Sigma_{Al} = 0.23$ ${
m HBt/rpag^5/mkm^3}$.

Чтобы учесть влияние нагрева в случае пары транзисторов *a-b*, когда добавляется влияние больших флуктуаций поляризационного заряда, предполагалось, что нагрев в этом случае был идентичен нагреву для пары *bc*. Хотя ширина островов *a* и *c*, а также их расстояний до острова электрометра были идентичны, остров транзистора *a*, как видно из микрофотографии (рис.3.1.1), приблизительно вдвое короче. С другой стороны, пока длина волны фононов при низких температурах ($\lambda_{ph} \sim v_{38yka}/k_{B}T$ = 0.3 мкм при 0.1 K) больше чем толщины *Al* слоев и сопоставимы с размерами островов, температурные градиенты малы на таких масштабах. Следовательно, в обоих случаях температура *T*_{ph} была распределена почти однородно по длине острова электрометра и определялась только мощностью, рассеиваемой в боковом транзисторе.

На основании этого предположения, был вычислен ряд кривых для тех электронных (и, следовательно, фононных) температур, которые соответствовали той же самой рассеиваемой мощности в случае пары транзисторов *b-c*. В результате, кривые, полученные без подгоночных параметров, показали хорошее согласие с экспериментом (см. рис. 3.3.2).

Обсуждение результатов

Доказано, что в системе одноэлектронных транзисторов, расположенных близко к друг другу, существует флуктуационный (в результате дробового шума на его острове) и тепловой механизм взаимодействия.

Получена из эксперимента величина нагрева электрометра в результате выделения тепла (0.03÷2 пВт) в транзисторе, удаленном от него на 150 нм. Показано, что ортодоксальная теория с поправками для тока сотуннелирования хорошо объясняет влияние флуктуаций поляризационного заряда на вольтамперные и модуляционные характеристики электрометра, работающего при малых токах смещения.

Продемонстрировано, что эффекты взаимодействия в соединенных емкостным образом одноэлектронных устройствах могут наблюдаться не только в режимах, когда темпы туннелирования в двух устройствах близки работы по синхронизированному (смотри недавние одночастичному транспорту 1D массивах [130, 131]), но также и в случае очень различных по величине темпов туннелирования. Таким образом, одноэлектронный транзистор был использован как детектор шумового сигнала с широким спектром (см. выражение (3.2.2)). Хотя характерная частота работы электрометра была ограничена темпом электронного туннелирования в нем $(f \sim I/e = 6 \text{ MHz})$, такое детектирование было возможно из-за нелинейной зависимости одноэлектронных темпов туннелирования от наведенного заряда острова. Как было проверено с помощью моделирования, полная интенсивность A^2 флуктуаций потенциала острова (см. выражение (3.2.2)), и, следовательно, и флуктуаций наведенного заряда, растет выше области блокады почти линейно с током смещения. Таким образом, электрометр, который, фактически, чувствовал ширину распределения стационарной функции плотности вероятности, был способен обнаружить одноэлектронный шумовой сигнал в полосе частот приблизительно до 4 GHz.

В качестве дополнения следует отметить, что эффект локального перегрева подложки может быть значителен при разумных значениях рассеваемой мощности (пВт). Этот эффект должен быть принят во внимание, когда одноэлектронное устройство используется для точных температурных измерений [94, 132].

ГЛАВА 4. ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА В НЕОДНОРОДНЫХ ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ СТРУКТУРАХ

За прошедшие годы достигнут значительный прогресс в теоретическом и экспериментальном исследовании одноэлектронных эффектов в различных структурах. Однако, он в основном связан с исследованием однородных одноэлектронных структур. Неоднородные одноэлектронные структуры были исследованы существенно меньше. Во многом это было продиктовано простотой теоретических моделей и относительным удобством разработки конструкций и изготовления таких структур. Однако, наличие неоднородностей параметров приводит к появлению новых физических эффектов и явлений, не наблюдающихся в однородных структурах.

Неоднородности в одноэлектронных структурах могут возникать как в результате целенаправленного технологического процесса, так и из-за особенностей формирования структуры при ИХ изготовлении. Одноэлектронный асимметричный транзистор относится к группе намеренно созданных неоднородных одноэлектронных структур. Его туннельные переходы изготавливаются с существенно отличающимися параметрами (прозрачности, размеры и ёмкости туннельных барьеров). Характеристики асимметричного устройства дают некоторые преимущества для создания элементов одноэлектронной логики [133], в исследовании кубитов [134] в качестве считывающего устройства. В работе [109], асимметричный одноэлектронной транзистор был изготовлен на основе оригинальной "стековой" топологии. Разработанная конструкция транзистора позволила получить не только большую (чем в симметричном транзисторе) крутизну преобразования $\eta = dI/dQ$, но и рекордный уровень зарядового шума в области низких частот [55].

Неоднородные гранулированные плёнки представляют вторую группу неоднородных одноэлектронных структур, в которой неоднородности размеров и расположения островов, прозрачности туннельных барьеров

межгранульных переходов являются следствием особенностей процессов формирования плёнки.

Настоящая глава посвящена исследованию этих двух групп неоднородных одноэлектронных структур: асимметричного одноэлектронного транзистора неоднородных хромовых И тонких гранулированных плёнок.

Асимметричный одноэлектронный транзистор-электрометр изготавливался на основе стековой технологии. В нем реализован и исследован оригинальный режим работы без приложения постоянного смещения, когда периодические напряжения токовые отклики на модуляционной кривой возникают в результате выпрямления входного гармонического или шумового сигнала. В отличие от традиционного, предложенный режим работы позволяет уменьшить диссипацию энергии на чипе, обратное влияние транзистора на измеряемый объект, а также использовать асимметричный транзистор в качестве детектора шума. Подобный режим работы асимметричных одноэлектронных транзисторов других типов был независимо реализован в работе [135] и диссертационной работе университета Карлсруе (Германия) [136], в которых исследовались одноэлектронный транзистор на основе GaAs и металлический планарный одноэлектронный транзистор. В отличие от упомянутых работ, в настоящем применены получисленые исследовании методы для моделирования процессов подробно В транзисторе, позволившие исследовать характеристики транзистора и сравнить их для случая постоянного и гармонического смещения.

Тонкие хромовые (*Cr*) гранулированные пленки ранее применялись в качестве дополнительных высокоомных элементов, сильно изменяющих внешний импеданс различных одноэлектронных структур [58, 137, 138]. Проводимость таких пленок при низких температурах всё ещё была металлической (линейная BAX) с сопротивлением на квадрат ниже 1 кОм. Более высокоомные *Cr* пленки уже имели нелинейность при малых токах,

что позволило реализовать на их основе одноэлектронный транзистор нового типа [62]. В настоящей работе были изготовлены и изучены *Cr* пленки с ещё более высоким сопротивлением, состоящие из отдельных металлических гранул *Cr*, разделённых диэлектрическими туннельными барьерами. Их существенной особенностью является наличие сильных неоднородностей, образующихся в процессе роста плёнки. Исследование электрических характеристик этих ГНП дало возможность наблюдать новые, до этого неизученные, явления.



4.1. Асимметричный одноэлектронный транзистор

Рис. 4.1.1. Диаграммы стабильности для симметричного (**a**) и асимметричного (**б**) одноэлектронных транзисторов. Белые области соответствуют состоянию кулоновской блокады, закрашенные – проводящему состоянию. *C*_Σ=*C*₁+*C*₂+*C*_g+*C*₀.

Соотношения

$$e (n - 1/2) - q_0 < V_2C_2 - V_1(C_2 + C_g) + V_gC_g < e(n + 1/2) - q_0$$

$$e (n - 1/2) - q_0 < V_1C_2 - V_2(C_2 + C_g) + V_gC_g < e(n + 1/2) - q_0$$

определяют диаграмму стабильности одноэлектронного транзистора на плоскости напряжений V_b - V_{g} , где $V_1 = + V_b/2$, $V_2 = - V_b/2$ (Рис. 4.1.1).

Для асимметричного одноэлектронного транзистора ёмкости и/или прозрачности туннельных барьеров существенно различаются, что приводит к сильно различающимся темпам туннелирования электронов.

В случае сильно асимметричного транзистора ($C_1 \gg C_2$) характерные ромбовидные области на его диаграмме стабильности, соответствующие блокадному состояния, принимают форму вытянутых параллелограммов (рис. 4.1.1б), а пороги блокады транспортного тока для левой и правой ветвей вольтамперной характеристик различны (Рис. 4.1.2б).



Рис. 4.1.2. Вольтамперные характеристики симметричного (**a**) и асимметричного (**б**) одноэлектронных транзисторов при различных значениях управляющего напряжения V_g (0, 10, 20, 30, 40 и 50 мВ).

Модуляционная характеристика асимметричного транзистора также изменяется: передний и задний склоны токовых пиков имеют различный наклон (см. рис. 4.1.3б). Отношение тангенсов углов наклона этих склонов в асимметричном транзисторе равно отношению сопротивлений его переходов [125].



Рис. 4.1.3. Модуляционные характеристики симметричного (**a**) и асимметричного (**б**) одноэлектронных транзисторов при различных значениях напряжения смещения *V_b* (0.1, 0.2, 0.3, 0.4 и 0.5 мВ).

Изготовление образцов

Изготовление одноэлектронных транзисторов с большой (порядка 10 и более) степенью асимметрии туннельных переходов проводилось С последовательных напылений Al пленок трёх использованием через подвешенную маску и их окисления после каждого напыления (глава 2, раздел 2.2). Первый туннельный переход асимметричного транзистора формировался в результате перекрытия Al слоев окисленного первого и второго напылений, а второй – в результате перекрытия слоев окисленного барьеры второго третьего напылений. Поскольку И туннельные формировались в двух независимых процессах окисления, их прозрачность зависела от времени окисления и могла отличаться. Эффект "зарастания" маски на очередном шаге напыления ($w_{III} < w_{II} < w_{II} < W_{II} < W_{II} < W_{II}$), приводил к ещё большей степени асимметрии транзистора. Схематическая иллюстрация трёх-теневого напыления показана на рис. 4.1.4, а микрофотография сформированной структуры - на рис. 4.1.5.



Рис. 4.1.4. Схема трех-теневого напыления элементов структуры асимметричного одноэлектронного транзистора: **а** – подвешенная Ge маска (белые области – окна в маске), **б** – структура транзистора (паразитные тени заштрихованы, римские цифры – последовательность процессов напыления).



Рис. 4.1.5. Микрофотография асимметричного одноэлектронного транзистора.

Результаты измерений

Вольтамперные и модуляционные характеристики асимметричных транзисторов измерялись при низких температурах в рефрижераторе растворения [139-141]. Для подавления сверхпроводимости *Al* пленок прикладывалось магнитное поле индукцией 1 Т. Характерная вольтамперная характеристика экспериментального образца асимметричного транзистора с выраженным участком кулоновской блокады представлена на рис. 4.1.6 (T = 25 мК). Величина порога кулоновской блокады существенно различалась для правой и левой ветвей ВАХ (рис. 4.1.26), что свидетельствовало об асимметрии транзистора - значительной разницы в параметрах (емкостях и сопротивлениях) туннельных переходов. Модуляционные характеристики асимметричных транзисторов при малых значениях напряжения смещения V_b имели вид периодических токовых пиков (с периодом e/C_g) с различными наклонами передних и задних склонов (рис. 4.1.7).



Рис. 4.1.6. Экспериментальная и рассчитанная (пунктирная линия) ВАХ асимметричного одноэлектронного транзистора (*T* = 25 мК).

Измеренные вольтамперные и модуляционные характеристики асимметричного транзистора использовались для определения его электрических параметров (табл. 4.1.1).



Рис. 4.1.7. Модуляционная характеристика асимметричного транзистора (*T* = 25 мК).

C_1	R_1	C_2	R_2	C_g
0.26 фФ	60 кОм	0.03 фФ	600 кОм	0.2 aΦ

Таблица 4.1.1. Электрические параметры асимметричного одноэлектронного транзистора.

Была замечена интересная особенность экспериментальных образцов асимметричных транзисторов: при нулевом постоянном напряжении смещения, в областях напряжений на управляющем электроде V_g около разблокированного состояния, через образец регистрировался ненулевой ток, меняющийся от положительного к отрицательному значению. Зависимость (O $C_{\sigma}V_{\sigma}$ такого заряда острова =имела тока OT ВИД острых антисимметричных пиков в окрестности значений $Q \approx e/2 + e \cdot n$ (отсутствие кулоновской блокады), где *п* — целое число (рис. 4.1.8).



Рис. 4.1.8. Измеренный токовый отклик асимметричного транзистора под воздействием шумового сигнала. Различные кривые соответствуют различному уровню шумового сигнала.

В процессе исследований выяснилось, что причина наблюдаемого явления - эффект усреднения флуктуационной компоненты напряжения на

нелинейности транзистора (при максимально ослабленной блокаде и при напряжении на затворе, соответствующем максимальной нелинейности ВАХ). Такая нелинейность появляется в одноэлектронном транзисторе с большой степенью асимметрии. Подобной формы пики тока наблюдались и в случае, когда переменное гармоническое напряжение $V = V_{ac} \cdot sin \omega_{ac}t$ прикладывалось к транспортным электродам асимметричного транзистора. Амплитуда наблюдаемых токовых пиков сильно зависела от амплитуды приложенного переменного напряжения V_{ac} и, как показал анализ, от степени асимметрии туннельных переходов транзистора. На рис. 4.1.9 представлен характерный вид токовых пиков, возникающих при приложении к электродам транзистора переменного напряжения амплитудой 40 мкВ с различной частотой. Уменьшение амплитуды отклика при f = 3 кГц объясняется началом спада полосы пропускания усилителя сигнала.



Рис. 4.1.9. Токовые отклики асимметричного транзистора при его смещении переменными сигналами частотой f_{ac} и амплитудой $V_{ac} = 40$ мкВ.

Способность одноэлектронного транзистора к прямому обнаружению входного шума делает возможным его использование в качестве детектора уровня шума в измерительных линиях чувствительных систем, различных микро- и наноразмерных объектах и наноэлектронных схемах.

Чувствительность исследованного образца асимметричного транзистора (уровень переменного входного сигнала, вызывающий минимально возможный регистрируемый токовый отклик транзистора) составила величину 20 нВ/Гц^{1/2} в диапазоне частот $\Delta f = 0.1 - 100$ кГц.

Асимметричный транзистор, работающий режиме В нулевого постоянного смещения, с подачей на него небольшого переменного напряжения или шумового сигнала, может также использоваться в качестве высокочувствительного электрометра. Для исследуемого экспериментального образца асимметричного транзистора максимальная крутизна преобразования составила величину 0.7 нА/е при величине амплитуды переменного напряжения $V_{ac} = 20$ мкВ и постоянном среднем токе I = 0 (рис. 4.1.10). Полученное значение крутизны преобразования является типичным для *Al* одноэлектронных транзисторов, работающих в традиционном режиме смещения постоянным напряжением. Исследуемый транзистор, например, работающий в традиционном режиме постоянного смещения с величиной чуть выше порога блокады, демонстрирует чувствительность близкую к 0.7 нA/е при токе через транзистор I = 8 пA.

Описанная выше нетрадиционная схема работы одноэлектронного транзистора ($V_b = 0$) имеет интересную особенность. В режиме смещения переменным или шумовым сигналом, когда приложенное к транзистору среднее напряжение равно нулю, а чувствительная к заряду рабочая точка выбрана в центре симметрии отклика (I = 0), транзистор может оказывать меньшее обратное влияние на исследуемый объект, чем в традиционном варианте с постоянным смещением, что крайне важно во многих прецизионных экспериментах.



Рис. 4.1.10. Токовый отклик асимметричного транзистора ($R_I/R_2 = 60 \text{ кOm}/0.6 \text{ Мом} = 1/10$, $C_I/C_2 = 2.6 \text{ф} \Phi/0.3 \text{ф} \Phi \approx 9$) при воздействии на него переменного сигнала амплитуды $V_{ac} = 20 \text{ мкB}$. Точки - экспериментальные значения, сплошная линия – результат моделирования.

Численное моделирование характеристик асимметричного транзистора

Поскольку через транзистор протекает ток порядка десятков пикоампер, то характерная средняя частота, с которой происходят события туннелирования через его переходы, составляет величину $f_0 = I/e \approx 100$ МГц. Эта частота существенно выше, чем характерная частота f_{ac} приложенного переменного или шумового сигнала ($f_{ac} \sim 1$ кГц). Поэтому можно применить квазистатическое приближение и использовать для расчётов ортодоксальную теорию туннелирования [139].

Темпы туннелирования в положительном (+) и отрицательном (-) направлениях могут быть записаны как:

$$\begin{cases} \Gamma_i^+ = \frac{k_b T}{e^2 R_i} \frac{\gamma_i}{e^{\gamma_i - 1}} \\ \Gamma_i^- = e^{\gamma_i} \Gamma_i^+ \end{cases}, \tag{4.1.1}$$

где Γ_1^{\pm} – темпы туннелирования через первый, а Γ_2^{\pm} – через второй туннельный переход, а

$$\gamma_i = \Delta F / k_B T \tag{4.1.2}$$

Чтобы найти величину γ_i , необходимо определить изменение свободной энергии транзистора ΔF при туннелировании электрона через первый и второй туннельные переходы. в случае, Когда напряжение смещения приложено к транзистору симметрично ($V_1 = V/2$, а $V_2 = -V/2$), что соответствует условиям эксперимента, выражение для ΔF принимает вид [142]:

$$\begin{cases} \Delta F_1 = -\frac{e[V(C_2 + \frac{C_g}{2}) - V_g C_g + ne - q_0] + \frac{e}{2}]}{C_{\Sigma}} \\ \Delta F_2 = -\frac{e[-V(C_1 + \frac{C_g}{2}) - V_g C_g + ne + q_0 + \frac{e}{2}]}{C_{\Sigma}} \end{cases},$$
(4.1.3)

где суммарная ёмкость острова $C_{\Sigma} = C_1 + C_2 + C_g + C_0$, C_0 – собственная емкость острова транзистора, n – количество избыточных электронов на острове транзистора, q_0 – заряд, наведённый на острове избыточными электронами в подложке.

Учитывая, что $C_{1,2} \gg C_g$ и обозначая $\delta Q_0 = C_g V_g - (n + 1/2)e + q_0$, выражение для ΔF :

$$\begin{cases} \Delta F_1 = \frac{e(\delta Q_0) - C_2 V)}{C_{\Sigma}} \\ \Delta F_2 = \frac{e(\delta Q_0) + C_1 V)}{C_{\Sigma}} \end{cases}$$

$$(4.1.4)$$

Подставляя выражения для свободной энергии (4.1.4) в соотношения (4.1.2), определяем величину $\gamma_{i,:}$

$$\begin{cases} \gamma_1 = \frac{e}{C_{\Sigma}k_bT}(\delta Q_0 - C_2 V) \\ \gamma_2 = \frac{e}{C_{\Sigma}k_bT}(\delta Q_0 + C_1 V) \end{cases}$$

$$(4.1.5)$$

Ограничимся рассмотрением слабых сигналов накачки и будем проводить дальнейшее рассмотрение, учитывая только два возможных зарядовых состояния: на острове транзистора нет избыточных электронов, на острове транзистора находится один избыточный электрон. Поскольку частота изменения напряжения смещения много меньше частоты внутренних процессов в транзисторе, пренебрежём также рассмотрением переходных процессов. В этом случае кинетическое уравнение примет вид:

$$\begin{cases} P_0(\Gamma_1^+ + \Gamma_2^-) - P_1(\Gamma_1^- + \Gamma_2^+) = 0\\ P_0 + P_1 = 1 \end{cases},$$
(4.1.6)

где P_0 - вероятность того, что на острове транзистора нет избыточных электронов, а P_1 - вероятность того, что на острове присутствует один избыточный электрон. Преобразуя выражение (4.1.6), получим:

$$\begin{cases} P_1 = \frac{\Gamma_1^- + \Gamma_2^+}{\Gamma_1^+ + \Gamma_1^- + \Gamma_2^+ + \Gamma_2^1} = 0\\ P_0 = 1 - P_1 \end{cases}$$
(4.1.7)

Зная вероятности отсутствия на острове избыточных электронов и присутствия одного избыточного электрона, можно рассчитать ток, протекающий через транзистор [125]:

$$I = e[P_0\Gamma_1^+ - P_1\Gamma_1^-] = \frac{\Gamma_2^-\Gamma_1^+ - \Gamma_2^+\Gamma_1^-}{\Gamma_2^- + \Gamma_1^+ + \Gamma_2^+ + \Gamma_1^-}e.$$
(4.1.8)

Подставим выражения (4.1.1) и (4.1.5) в формулу (4.1.8) и для упрощения полученного выражения рассмотрим случай $\gamma_i \gg l$, соответствующий условию проведения измерений при достаточно низкой температуре. Итоговое выражение для мгновенного значения силы тока через транзистор может быть записано в виде:

$$I(V, \delta Q_0) = \frac{k_b T}{e} \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_1 R_1 + \gamma_2 R_2} [\exp(-|\gamma_1|) - \exp(-|\gamma_2|)].$$
(4.1.9)

В эксперименте измерялось не мгновенное значение тока, а постоянная составляющая среднего тока через транзистор $\langle I(\delta Q_0) \rangle$, которую можно рассчитать, усреднив мгновенное значение тока с весом P(V)dV (вероятность, что мгновенное значение напряжения смещения находится в диапазоне от V до V + dV).

В случае гармонического напряжения смещения $V = V_{ac} \cdot sin \omega_{ac} t$, приложенного к транзистору

$$P(V) = \frac{\omega_{ac}}{\pi} \frac{dt(V)}{dV} = \frac{\omega_{ac}}{\pi} \frac{d(\frac{1}{\omega_{ac}} \arcsin \frac{V}{V_{ac}})}{dV} = \frac{1}{\pi \sqrt{(V_{ac}^2 - V^2)}}.$$
(4.1.10)

Таким образом, среднее значение тока через транзистор может быть вычислено по формуле

$$\langle I(\delta Q_0) \rangle = \int_{0}^{V_{ac}} I(V, \delta Q_0) \frac{1}{\pi \sqrt{(V_{ac}^2 - V^2)}} dV.$$
(4.1.11)

Интеграл в выражении (4.1.11) вычислялся численно. Результирующая расчётная зависимость токового отклика $\langle I(\delta Q_0) \rangle$ от величины избыточного заряда острова δQ_0 представлена на рис. 4.1.10 и находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Для анализа возможностей практического применения асимметричного транзистора проведена оценка зависимости крутизны преобразования η от степени асимметрии C_1/C_2 для случаев использования переменного и постоянного напряжений смещения и проведено их сравнение. Предполагалось, что суммарная ёмкость и сопротивление туннельных переходов $C_{\Sigma} = C_1 + C_2$ и $R_{\Sigma} = R_1 + R_2$, а также величина соотношения R_1C_1/R_2C_2 , остаются фиксированными и равными экспериментальным значениям.

Для оценки крутизны преобразования $\eta = dI/dQ_0$ в случае постоянного напряжения смещения продифференцируем зависимость силы тока через транзистор (4.1.8). Для случая переменного напряжения смещения процедура усреднения, аналогичная ранее использованной, дает:

$$\langle I(\delta Q_0) \rangle = \int_0^{V_{ac}} \frac{dI(V, \delta Q_0)}{d\delta Q_0} \frac{1}{\pi \sqrt{(V_{ac}^2 - V^2)}} dV.$$
(4.1.12)

Результаты расчета крутизны преобразования асимметричного транзистора в различных режимах представлены на рис. 4.1.11. В режиме смещения переменным сигналом (рис. 4.1.11б) транзистор демонстрирует чуть более низкое значение крутизны преобразования, чем в режиме постоянного смещения (рис. 4.1.11а). Это может быть объяснено тем, что эффективное воздействие переменного сигнала на транзистор более чем в два раза слабее, чем воздействие постоянного сигнала той же амплитуды.



Рис. 4.1.11. Зависимость крутизны *η* преобразования асимметричного от степени асимметрии транзистора в предположении малой ёмкости острова и малой ёмкости связи (*C*₀, *C*_g « *C*_{1,2}). **а** - смещение постоянным напряжением, **б** - смещение переменным напряжением.

Несмотря на это, режим смещения асимметричного транзистора переменным или шумовым сигналом, при среднем токе через транзистор I = 0, может найти применение при проведении деликатных экспериментов с целью уменьшения обратного влияния электрометра на измеряемую объект или структуру.

Обсуждение результатов

В результате проведенных исследований разработана технология изготовления наноструктур асимметричных одноэлектронных транзисторов со степенью асимметрии ёмкостей и сопротивлений переходов достигающей одного порядка и более, основанная на использовании трех-теневого метода напыления через подвешенную маску. Экспериментально исследованы характеристики асимметричных электрические одноэлектронных 25 - 100 мК. температурах транзисторов при Продемонстрирован оригинальный режим работы асимметричного транзистора-электрометра при нулевом смещении и воздействии на него переменного или шумового сигнала. Проведено численное моделирование исследуемого режима работы транзистора, результаты которого находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

4.2. Двумерные массивы наноразмерных проводящих островов, разделенных туннельными переходами

Изготовление образцов

Для изготовления хромовых гранулированных нанополосок с подводящими алюминиевыми электродами использовалась двух-теневая технология формирования наноструктур с использованием трёхслойной маски. Формирование элементов структуры образцов производилось посредством электронно-лучевого напыления металлов через подвешенную маску в два этапа: вначале под углом – 23 градуса к нормали поверхности

подложки на поверхности образца формировалась хромовая полоска толщиной 7 – 8 нм, затем под углом +23 градуса к нормали – подводящие алюминиевые электроды толщиной 20 нм. Площадь перекрытия подводящих электродов и хромовой полоски составляла величину порядка 100 × 200 нм². что обеспечивало надёжный электрический контакт между ними. Хромовая плёнка формировалась на поверхности образца в процессе электроннолучевого испарения гранул чистого хрома в атмосфере чистого кислорода. Для получения плёнок с требуемыми характеристиками (сопротивление на квадрат, характерный размер гранулы и т.д.) подбирались оптимальные значения рабочего давление скорости газа И распыления хрома. Формирование плёнок с требуемым сопротивлением порядка нескольких десятков кОм на квадрат проходило в процессе, состоящем из фаз предраспыления и активного напыления. В фазе предраспыления в откачанную до высокого вакуума ($< 2 \times 10^{-7}$ мБар) камеру поступал поток чистого кислорода, давление которого устанавливалось в интервале 9×10⁻⁶ - 2×10^{-5} мБар. Распыление хрома приводило к падению рабочего давления в камере (примерно на порядок) за счёт геттерных свойств хрома. Когда давление стабилизировалось и скорость испарения хрома устанавливалась на 0.7 °A/cвеличине фаза предраспыления заканчивалась, открывалась заградительная заслонка и начиналось формирование пленки на поверхности образца.

Перед изучением электрических характеристик экспериментальных образцов структура Cr пленок была исследована помощью С просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) - наиболее прямого метода диагностики структуры тонких плёнок, позволяющим получить информацию об их структуре с нанометровым разрешением. Для проведения ПЭМ исследования были изготовлены образцы Cr пленок на специальных подложках, используемых в просвечивающей электронной микроскопии. Толщина Cr плёнок и режим их напыления были такими же, как и у исследуемых экспериментальных образцов. На рис. 4.2.1 приведён фрагмент

ПЭМ фотографии *Cr* плёнки, где чётко различима ее гранулированная структура. Светлые области соответствуют металлическим хромовым гранулам, более тёмные – оксидной межгранульной прослойке. Характерный размер гранул, имеющих неправильную форму, находился в интервале 5 – 20 нм. Следует отметить наличие более крупных образований, возникающих в результате соединения нескольких мелких гранул.



Рис. 4.2.1. ПЭМ фотография *Cr* плёнки (толщина *d* = 8 нм, светлые области – металлические гранулы, тёмные – оксидная прослойка).

Эти образования представляли собой крупные соединённые непосредственно (гальванически), либо разделённые тонкими туннельными барьерами высокой прозрачности более мелкие гранулы. Их можно рассматривать как отдельные острова большего размера и увеличенной собственной ёмкости, которые изменяют транспортные свойства неоднородного массива гранул по сравнению с однородными структурами. Таким образом, модель исследуемых Cr плёнок можно представить в виде двумерной сетки, в узлах которой расположены металлические острова нанометровых размеров, соединённые между собой туннельными переходами. Параметрами такой системы являются собственные ёмкости островов C_0 , ёмкости C и сопротивления R образующих их туннельных
переходов. Основываясь на данных ПЭМ и РЭМ и учитывая малую толщину плёнки, естественно предположить наличие лишь одного слоя гранул, что позволяет считать структуру двумерной.

Собственная ёмкость островов С₀ определяется их размерами и свойствами подложки. Оценку среднего значения величины этой ёмкости мы используя работы [105], было можем получить, данные где экспериментально установлено, что собственная емкость алюминиевой полоски на тонком 200 нм слое $Al_2O_3 \sim 70 a\Phi/мкм$. Следовательно, собственную ёмкость одиночного острова сетки можно грубо оценить порядка 0.4 **-** 1.4 aΦ. Оценка величиной по формуле ёмкости ДЛЯ сферической гранулы, $C_0 = 2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_{eff} d$, имеющей диаметр 10 нм, лежащей на кремниевой подложке, даёт близкое значение - порядка 2 аФ.

В процессе работы было изготовлено более десяти чипов с *Cr* полосками, обладающих различным сопротивлением на квадрат и различной длиной. Все они были подвергнуты тестированию, в ходе которого измерялись их вольтамперные характеристики при температурах 300 К, 77 К и 4.2 К. Из этих образцов для дальнейшего исследования одноэлектронных эффектов при температурах < 100 мК был выбран образец с набором полосок различной длины и ширины, обладающий наиболее интересными свойствами, описанными ниже [143, 144].

На рис. 4.2.2 представлена микрофотография образца G, включающего 18 *Cr* полосок, изготовленных в одном вакуумном цикле. Ниже представлены результаты исследования нескольких *Cr* полосок толщиной 8 нм, шириной 100 и 200 нм и длиной 200, 500 и 1000 нм. Асимптотические сопротивления *Cr* полосок, измеренных при температуре T < 100 мК находились в интервале от 15 до 35 кОм на квадрат. Следует отметить, что сопротивление *Cr* полосок, изготовленных в одном вакуумном цикле, не являлось строго линейной функцией их длины, как можно было бы ожидать. Мы связываем это с различием условий формирования плёнок на разных участках образца.



a





Рис. 4.2.2. **а** – микрофотография экспериментального образца G; **б** – микрофотография *Cr* полоски размером 100 нм×500 нм с контактами к подводящими алюминиевым электродам.

Исследуемые в эксперименте полоски формировались на подложке в своеобразном "колодце", образованном резистивной маской. Глубина такого "колодца" составляла величину около 500 нм, что сравнимо с геометрическими размерами полосок. В результате, в таком углублении могли создаваться специфические условия роста, например, затруднённое поступление кислорода к растущей плёнке, зависящие от её геометрии. Эти условия, на наш взгляд, могут быть ответственны за необычную зависимость сопротивления *Cr* полосок от их длины.

Результаты измерений и численного моделирования

Для нахождения взаимной ёмкости гранул была построена активационная кривая Арениуса, т.е. зависимость сопротивления образца R_0 от температуры *T* при нулевом напряжении смещения. Как было показано в работах [145, 146], сопротивление $R_0(T)$ в предположении однородной сетки островов имеет вид:

$$R_0 = b \times exp(E_a/k_BT) \tag{4.2.1}$$

где энергия активации E_a определяется полной ёмкостью гранулы, включающей собственную ёмкость C_0 и учетверённую ёмкость туннельного перехода $C \gg C_0$ (контакты с каждой из четырёх соседних гранул)

$$E_a = e^2 / 2C_{\Sigma} = e^2 / 8C. \tag{4.2.2}$$

Измерения $R_0(T)$ проводились в диапазоне температур от 1 К до 16 К. Кривые Аррениуса образца G с *Cr* полосками различной длины представлены на рис. 4.2.3 и хорошо описываются зависимостью (4.2.1). Уменьшение проводимости *Cr* полосок при понижении температуры может быть интерпретировано как проявление остатков кулоновской блокады, размытой термическими флуктуациями (см., например, похожий эффект в одноэлектронных транзисторах и цепочках туннельных переходов в работе [132], в которой было предложено использовать этот эффект для измерения температуры образца).

Значения активационной энергии E_a , собственной и взаимной ёмкости гранул C_0 и C, а также среднего межгранульного туннельного сопротивления R представлены в таблице 4.2.1. Интересно отметить, что активационные кривые для сильно неоднородных гранулированных плёнок обычно имеют вид $R_0 \propto \exp(E_a/k_BT)^a$, где α принимает значения 1/2 или 1/4 (см., например, [7, 147, 148]).

Длина, нм	E_a/k_{B_s} K	С, аФ	С ₀ , аФ	R, кОм	Λ
200	7.35	31.6	0.7÷1.4	35.5	6.7
500	6.31	36.8	0.7÷1.4	17	7.2
1000	6.03	38.5	0.7÷1.4	14.7	7.4

Таблица 4.2.1. Экспериментально определённые параметры *Cr* полосок образца G (*Л* - размер одноэлектронного солитона, выраженный в числе перекрываемых в каждую сторону островов массива).

Такой вид активационных кривых существенно отличается от кривых Аррениуса, наблюдаемых в исследуемых Cr плёнках. Это несоответствие может быть объяснено тем, что в настоящей работе, в отличие вышеперечисленных работ, исследовалась проводимость нанополосок, а не плёнок макроскопических размеров. Статистический механизм выбора наиболее энергетически выгодного пути туннелирования, рассмотренный в [7, 147, 148], скорее всего не работает в исследуемых Cr полосках и мы наблюдаем кривые Аррениуса, приведённые на рис. 4.2.3.



Рис. 4.2.3. Кривые Арениуса для *Cr* полосок различной длины шириной 100 нм.

При температуре T = 25 мK на вольтамперных характеристиках Crполосок явно проявлялись участки кулоновской блокады туннельного тока. Величина порога блокады V_c изменялась приблизительно от 1 до 4 мВ для различных полосок. При этом. часть исследованных полосок демонстрировала необычное поведение в районе порога кулоновской блокады, которое ранее в подобных структурах не наблюдалось. Суть явления заключалась в спонтанных переключениях исследуемых образцов из блокадного в проводящее состояние и обратно. При таких переключениях транспортный ток изменялся лавинообразно на величину ΔI от нескольких единиц пикоампер до одного наноампера (рис. 4.2.4а,б и 4.2.5а,б). На участке кулоновской блокады при достижении $V = V_c^+$ на ВАХ наблюдался резкий переход в проводящую область. Спонтанные переключения Cr полоски из блокадного в проводящее состояние имели гистерезисный характер: после изменения направления сканирования на противоположное переключение из проводящего состояния в блокадное также происходило лавинообразно, но уже при другом значении напряжения ($V = V_c$). При этом почти всегда соблюдалось соотношение $V_c^- < V_c^+$. Вышеописанный эффект отчётливо наблюдался в 10-ти структурах, изготовленных на различных чипах в разное время. Характерные кривые с переключениями для образцов длиной 1000 нм представлены на рис. 4.2.4а,б, а для образцов длиной 500 нм - на рис. 4.2.5а,б. Напряжения, которых происходили вверх-вниз, были при скачки непостоянны и изменялись в диапазоне от долей до единиц милливольт, но практически всегда поведение оставалось гистерезисным: скачок В проводящее состояние происходил при меньшем абсолютном значении напряжения, чем скачок в блокадное состояние.



Рис. 4.2.4. ВАХ *Cr* полоски длиной 1000 нм (*T* = 25 мК). **а** – пример однократных переключений, **б** – пример редких многократных переключений.



Рис. 4.2.5. ВАХ *Cr* полоски длиной 500 нм (*T* = 25 мК). **а** – пример однократных переключений, **б** – пример редких многократных переключений.

Изредка такая картина нарушалась, и образцы многократно переключались из блокадного состояния в проводящее. Похожее

флуктуационное поведение также наблюдалось в квази-одномерных полосках нанокристалов золота [149] и было объяснено авторами влиянием движения зарядов в диэлектрической подложке.



Рис. 4.2.6. Примеры характерных переключений на ВАХ Cr полоски длиной 200 нм (T = 25 мК).

Характерные ВАХ с переключениями для более коротких (500 нм) *Cr* полосок (рис. 4.2.5) были похожи на кривые образцов длиной 1000 нм. С

уменьшением длины *Cr* полоски величины скачка тока уменьшались, а многократные переключения встречались чаще (рис. 4.2.6 - *Cr* полоска длиной 200 нм). Это может служить подтверждением того факта, что одноэлектронный ток, протекающий через малое количество островов, особенно чувствителен к поляризации этих островов фоновыми зарядами в подложке [14].

Температурная зависимость характеристик всех исследуемых образцов была приблизительно одинаковой (рис. 4.2.7): при увеличении температуры до 100 мК существенно уменьшался гистерезис и величина скачка тока, переключения становились многократными, при T = 200 мК ещё оставались слабые многократные скачки тока с небольшой амплитудой, но при T = 400 мК и выше эффект исчезал. При этом явление кулоновской блокады туннелирования наблюдалось вплоть до температур порядка 1 К.



Рис. 4.2.7. ВАХ *Сг* полоски длиной 1000 нм при различных температурах.

Как показал теоретический анализ [150], обнаруженные экспериментально особенности одноэлектронного транспорта в *Cr*

(лавинообразный переход из блокадного в проводящее нанополосках обратно) могут быть объяснены состояние И влиянием локальных неоднородностей, присутствующих в изготовленных образцах. Такие неоднородности образуют локальные зарядовые ловушки (локальные минимумы на профиле потенциальной энергии полоски), заметно влияющие на электронный транспорт. Электрон, попадая в такую ловушку, поляризует соседние с ним острова. Для исследованных нами Cr полосок (см. Таблицу 4.2.1) радиус поляризации может быть оценен как $\Lambda = (C/C_0)^{1/2} = 5 - 8$ островов [151], что сравнимо с шириной полоски. Следовательно, попадая в ловушку, электрон может полностью блокировать электронный транспорт в исследуемой структуре, а покидая ее и резко уменьшая порог блокады, может вызвать скачкообразное переключение в проводящее состояние.

Для подтверждения этих предположений воспользуемся моделью двумерного прямоугольного массива С одной или несколькими 10×50 в неоднородностями И размером проводящих островов (соответствующего Cr полоске с размером 100 нм×500 нм), разделённых туннельными барьерами с сопротивлением *R* » *R*_O. Предполагаемые неоднородности представляют собой объединения соседних гранул, связанных гальванически или посредством сверхтонких туннельных переходов с сопротивлением $R \ll R_O$.

Определить наиболее вероятное положение и универсальную форму Cr неоднородностей В изготовленных полосках не представлялось возможным. Каждая полоска уникальна и имеет присущие лишь ей расположение и форму неоднородностей, а образцы, проанализированные с помощью растровой просвечивающей микроскопии, для которых расположение неоднородностей установлены, не могут быть использованы для проведения электрических измерений. На рис. 4.2.8 представлен пример неоднородности в Cr полоске, когда центральный остров образовавшегося конгломерата гранул связан одновременно с четырьмя соседними гранулами.

Такой тип неоднородности будет использован в дальнейшем при моделировании.



Рис. 4.2.8. Схема фрагмента модели *Cr* полоски вблизи неоднородности. Собственные ёмкости островов *C*₀ не показаны в целях упрощения схемы.

Рассмотрим избыточный электрон, помещённый на произвольный остров и тем самым нарушающий электронейтральность системы. Наши рассуждения в равной мере применимы и к вакансии электрона, или дырке, несущей положительный заряд [151]. Поведение заряда определяется тремя факторами:

взаимодействием с границами массива - притяжение к торцам массива,
 соединёнными с проводящими электродами, и отталкивание от поперечных
 свободных границ массива;

- воздействием электрического поля, вызванного приложенным к массиву напряжением смещения;

- взаимодействием с другими избыточными электронами, находящимися на островах массива.

Таким образом, потенциальная энергия *i*-ого электрона в присутствие (*i*-1) избыточных электронов может быть записана как:

$$U_{i} = U_{0,i} + U_{i}^{int} + U_{i}^{ext}$$

$$U_{i}^{int} = \Sigma_{j} U_{ij}^{int} \qquad (4.2.3)$$

где

*U*_{0,*i*} - собственная энергия электрона (т.е. энергия его взаимодействия с границами (фактор 1),

U_i^{ext} - энергия, определяемая воздействием внешнего напряжения смещения (фактор 2),

*U*_{*i*}^{*int*} - энергия его взаимодействия с другими избыточными электронами (фактор 3),

индекс *j*, по которому производится суммирование, относится ко всем избыточным электронам.

Зависимость потенциальной энергии пробного электрона U_i от координат острова, на котором он находится, будем называть профилем потенциала массива островов. Расчёт профиля потенциала большого неоднородного массива островов проводился численными методами. Результаты расчёта продольного сечение профиля потенциальной энергии пробного электрона в массиве островов, содержащем неоднородность в центре массива, представлены на рис. 4.2.9. График на рис. 4.2.9а соответствует потенциальному профилю этого массива, на островах которого отсутствуют избыточные электроны. Из результатов расчета видно, что массив островов создаёт потенциальный барьер для электронов, входящих в него. Вследствие этого, вплоть до определённого значения напряжения смешения (эффект ненулевого напряжения показан пунктиром) туннелирование в системе при достаточно низкой температуре оказывается подавленным. Следует обратить внимание на наличие чётко выраженной потенциальной ямы – зарядовой ловушки – глубиной $\Delta U \approx 1$ мэВ, создаваемой неоднородностью в центральной части массива. Когда напряжение смещения превышает определённый порог, электрон входит в массив и захватывается ловушкой.



Рис. 4.2.9. Профиль потенциальной энергии массива проводящих гранул с одной симметричной неоднородностью (продольное по центру сечение, *n* – длина массива в гранулах). **a** - профиль потенциальной энергии без заряда в

центре неоднородности. б - профиль потенциальной энергии с одним

избыточным электроном в центре неоднородности. Сплошная линия – собственная энергия электрона U_0 , линия из точек – $U^{ext} = eV_b$, пунктирная –

$$U_0 + U^{ext}$$
.

Профиль потенциала массива островов с электроном, находящимся в ловушке (рис 4.2.96), существенно отличается от профиля потенциала электрически нейтрального массива (рис 4.2.9а): в первом случае высота потенциального барьера увеличивается приблизительно на 1 мэВ. Расчёты показывают, что избыточный электрон, удерживаемый в ловушке (при достаточно низкой температуре), меняет форму профиля потенциальной энергии, приводя появлению энергетического барьера В районе К неоднородности И дополнительной потенциальной ямы между неоднородностью и левым краем массива (рис. 4.2.96). На рис. 4.2.10 потенциальной фрагмент поверхности энергии вблизи представлен неоднородности.



Рис. 4.2.10. Профиль потенциальной энергии фрагмента массива проводящих гранул вблизи неоднородности с координатами (*m*, *n*) = (5, 24) (*m* - ширина массива, *n* - длина массива). Нижняя поверхность - профиль потенциальной энергии без избыточных электронов, верхняя поверхность – профиль потенциальной энергии с одним избыточным электроном в центре неоднородности.

Рассчитанный радиус экранирования находящегося ловушке В электрона составляет приблизительно $\Lambda = 5 - 8$ элементарных ячеек массива и превышает полуширину массива, равную $M/2 \approx 5$ ячеек, что приводит к возникновению потенциального барьера и к блокированию электронного транспорта по всей ширине массива туннельных переходов. При увеличении потенциала левой границы массива, электроны входят в массив И локализуются в потенциальной яме, образованной левой границей массива и неоднородностью. Для численного расчета их количества и местоположения использовался метод Монте-Карло. При рассматриваемых параметрах массива и характерном типе неоднородности, один из электронов всегда будет находиться внутри неоднородности, а остальные будут располагаться в одной из набора устойчивых конфигураций, зависящей от напряжения смещения. При определённом напряжении смещения нахождение в системе строго определённого количества электронов, находящихся на определённых островах, оказывается энергетически выгодным. С увеличением напряжения происходит смена устойчивых конфигураций, а при достижении порога кулоновской блокады зарядовые конфигурации становятся неустойчивыми и через систему начинает протекать ток. На рис. 4.2.11 представлен пример таких наиболее вероятных конфигураций (при нулевой температуре) и соответствующих им распределений потенциальной энергии для случая неоднородности, расположенной в центре массива. Контурные графики конфигурациям соответствуют устойчивым зарядовым различным (напряжение, приложенное к левой границе массива, указано в левом верхнем углу каждого графика). Острова, на которых располагаются избыточные электроны, обведены сплошной линией. Крест неоднородность, состоящая из пяти объединённых остров.



Рис. 4.2.11. Профиль потенциальной энергии двумерного массива гранул шириной *m* = 10 переходов и длиной *n* = 50 переходов в области кулоновской блокады. Величина потенциальной энергии пропорциональна плотности серого цвета согласно приведённой шкале.

Описанные выше процессы, происходящие в неоднородных массивах гранулированных структур (*Cr* нанополосках), существенно отличаются от процессов в однородных массивах островов, рассмотренных в работах [151, 152]. Так, в случае однородного массива островов, туннелирование на острова массива становится энергетически выгодно только при напряжениях, превышающих порог кулоновской блокады, а устойчивые зарядовые конфигурации при нулевом фоновом заряде наблюдаются только в проводящем состоянии. Неоднородности в *Cr* полосках усложняют картину происходящих в ней процессов – электрон, захваченный в ловушке, образует потенциальную яму, тем самым обуславливая образование устойчивых зарядовых конфигураций уже в блокадном состоянии, что не наблюдается в однородном случае.

Для объяснения полученных экспериментальных результатов были численно рассчитаны ВАХ модельных структур, близких к *Cr*

При проведении моделирования нанополосокам. не представлялось возможным сопоставить каждой экспериментально изученной Cr полоске конфигурацию eë неоднородностей. конкретную Поэтому, полного совпадения расчётных и экспериментально измеренных вольтамперных характеристик нанополосок не ожидалось. В первую очередь сравнивались не сами ВАХ, а характерные параметры: напряжение смещения V_c^+ , при котором происходит лавинообразный переход из блокадного состояния в проводящее, и величина изменения транспортного тока ΔI .



Рис. 4.2.12. Рассчитанные ВАХ массива размером 10×50 гранул с неоднородностью в центре: **a** – без учета разогрева электронной подсистемы в островах (*T* = 5, 10 и 15 мК); **б** – с учетом разогрева электронной подсистемы в островах (*T* = 100 мК).

Примеры рассчитанных ВАХ массива гранул представлены на рис. 4.2.12а. На них отчётливо видна область резкого возрастания тока при переходе *Cr* полоски из блокадного в проводящее состояние. Напряжение смещения, при котором происходит такой переход, а также амплитуда изменения тока близки к значениям, наблюдаемым экспериментально.

В ходе проведения моделирования отчётливо видна область резкого возрастания тока при переходе Cr полоски из блокадного в проводящее состояние. Напряжение смещения, при котором происходит такой переход, а также амплитуда изменения тока близки к значениям, наблюдаемым экспериментально. были обнаружены интересные особенности поведения полоски сразу после её перехода в проводящее состояние (рис. 4.2.13). Было установлено, что статистическое распределение величин интервалов времени t между двумя последовательными актами туннелирования с островов Cr полоски на подводящий электрод демонстрирует несколько чётко выраженных максимумов, а не один широкий максимум около значения $\tau_0 =$ e/I (где I – средний ток через полоску), предсказанный для однородных массивов островов в работах [151, 152]. Такой неожиданный вид зависимости может является свидетельством присутствия в Cr полоске нескольких параллельных токовых каналов, каждый ИЗ которых вносит свой независимый вклад в результирующий ток через образец. При визуализации этого процесса на экране персонального компьютера отдельные токовые каналы (соответствующие максимумам распределения) наиболее хорошо различимы при напряжениях смещения, немного превышающих порог кулоновской блокады, и постепенно сливаются в один токовый канал при увеличении напряжения. Таким образом, особенности, представленные на рис. 4.2.13 могут быть объяснены наличием в системе нескольких активных перколяционных путей. Также весьма интересна температурная зависимость наблюдаемого эффекта: при температуре близкой к нулю отчётливо наблюдаются два различных токовых канала, а при увеличении температуры до 20 мК число токовых каналов увеличивается до 5.



Рис. 4.2.13. Статистическое распределение величин интервалов времени *t* между двумя последовательными актами туннелирования с островов *Cr* полоски на подводящий электрод при различных температурах.

Несмотря на качественное соответствие расчётных и измеренных ВАХ, необходимо отметить наличие существенных отличий: вместо наблюдаемого экспериментально лавинообразного переключения В рассматриваемой наблюдается область резкого возрастания модели тока, которая С увеличением температуры размывается. Также представленные на рис. 4.2.12а ВАХ, рассчитанные в предположении фиксированной температуры, не предсказывают гистерезисного поведения нанополосок. Для объяснения наблюдаемых особенностей одноэлектронного тока, в модели дополнительно был учтен нагрев электронного газа, возникающий В исследуемой гранулированной структуре при протекании тока. В различных металлах,

охлаждённых до температур ниже 1 К, связь электронной и фононной подсистем оказывается ослабленной и константа электрон-фононного взаимодействия значительно уменьшается. В нашем случае это явление что разогреваемый «горячими» туннелирующими приводит к тому. электронами электронный газ металлического наноострова будет иметь температуру T_e , заметно большую чем фононная температура гранулы T_{ph} , а также температура подложки $T_{sub} = T_{bath} \approx T_{ph} > T_e$, где $T_{bath} - \phi$ изическая температура термостата (гелиевой ванны). При приложенных напряжениях меньших порога блокады, ток через сетку проводящих островов равен нулю, и $T_e = T_{sub}$. Даже относительно короткое переключение системы в проводящее состояние при превышении порога кулоновской блокады приводит к заметному росту температуры электронного газа на островах массива. При переходе системы в проводящее состояние, увеличение температуры электронного газа приводит к дальнейшему росту темпов туннелирования между островами и, следовательно, к увеличению тока через систему. Таким образом, включается положительная обратная связь появление лавинообразному незначительного системе приводит к его тока В дополнительному увеличению температуры нарастанию, a также К электронного газа. Гистерезис на вольтамперных характеристиках может быть объяснён тем, что обратное переключение Cr полоски из проводящего в блокадное состояние возможно лишь при заметном уменьшении тока (охлаждения электронного газа и уменьшения электронной температуры) и, как следствие, при меньшем напряжении смещения ($V = V_c$). Похожий одноэлектронного транзистора, обладающего эффект для островом достаточно малого размера, был ранее предсказан в теоретической работе [153].

Сделанные предположения были подтверждены численным моделированием. Для этого метод Монте-Карло был модифицирован таким образом, чтобы расчёт электронной температуры производился самосогласованно. При проведении моделирования был использован

следующий алгоритм: перед началом расчёта система находилась в состоянии с электронной температурой $T_e = T_{bath}$; далее, через достаточно большое число N_T случайных событий (в нашем случае $N_T = 5000$), производился расчёт электронной температуры T_e с помощью системы уравнений баланса. Полученное значение самосогласованной температуры использовалось при расчёте следующих N_T случайных событий. Далее процесс расчёта T_e повторялся.

Следуя работе [40], электронная температура находилась из уравнения:

$$P_i = \Sigma (T_{e,i}^{5} - T_{ph,i}^{5}). \tag{4.2.4}$$

P_i – суммарная мощность приносимая/уносимая туннелирующими на/с *i* остров электронами,

 $T_{e,i}$ и $T_{ph,i}$ – соответственно электронная и фононная температуры *i*-го острова,

 Σ – константа, зависящая от материала и размера острова.

Для расчёта температурной зависимости $T_{e,i}$ величины скачка тока сделан ряд допущений. Во-первых, температура $T_{e,i}$ электронов на всех островах в рассматриваемом нами массиве одинакова и равна T_0 , в то время как $T_{ph} = T_{bath}$. Поскольку выделяемая мощность определяется джоулевыми потерями ($P_i \propto I_i^2$, где I_i – суммарный ток через *i* -ый остров системы), T_0 определена как температура, достигаемая системой при переходе в проводящее состояние. Таким образом,

$$T_{e,i} = \min((AI^2 / \Sigma + T_{bath}^{5})^{1/5}, T_0), \qquad (4.2.5)$$

где T_0 – параметр моделирования, характеризующий масштаб перегрева электронного газа островов *Cr* полоски.

При увеличении напряжения смещения до напряжений порога блокады система могла находиться в блокадном состоянии в течение достаточно долгого времени, переходя из одного устойчивого состояния в другое, а только затем переходила в проводящее состояние. Это время ожидания перехода из блокадного в проводящее состояние было неизвестно заранее и зависело от параметров рассматриваемой системы. Таким образом,

количество розыгрышей событий на каждом шаге метода Монте-Карло должно было быть выбрано эмпирическим путём. Для моделирования ВАХ проводилось несколько расчётов при последовательном увеличении количества розыгрышей. Если форма ВАХ оставалась неизменной при дальнейшем увеличении количества розыгрышей, процесс останавливался и результат запоминался. В среднем, для учёта интересующих нас эффектов необходимо было провести порядка 100 розыгрышей случайных событий в каждой точке ВАХ.

Рассчитанные по вышеописанному алгоритму ВАХ представлены на рис. 4.2.12б. Параметр моделирования T_0 выбран равным 150 мК. Как видно из рисунка, наблюдается хорошее согласие с экспериментальными данными по величине скачка тока ΔI , по границам переключения и по резкости переключения из блокадного в проводящее состояние. ВАХ были рассчитаны для случая, когда одна неоднородность крестообразной формы находилась в центре Cr полоски. В экспериментальных образцах Cr полосок такое искусственное условие не выполняется. Поэтому представлялось интересным выяснить влияние формы неоднородностей, их количества и расположение на транспортные характеристики Cr полосок. Были рассмотрены различные конфигурации, расположение и форма неоднородностей в которых Ha генерировалось случайным образом. рис. 4.2.14 представлены гистограмма распределения величины скачка тока в зависимости от конфигурации неоднородности. Разные гистограммы соответствуют различному количеству неоднородностей, размещённых в Cr полоске. Согласно гистограмме для одной неоднородности (рис. 4.2.14а) наиболее вероятным является значение скачка тока порядка десятков пикоампер, что существенно значения, рассчитанного центрального ниже как для расположения одной неоднородности, так и экспериментальных значений трёх скачка. Расчёты, проведённые для **ДВУХ** И неоднородностей, существенно лучше согласуются с экспериментальными данными – наиболее вероятная амплитуда скачка на гистограммах (рис. 4.2.14б,в) составляет



Рис. 4.2.14. Гистограмма распределения величины скачка тока для случайного распределения неоднородностей. Ось Х- величина скачка тока при переключении из блокадного состояния в проводящее; ось Y – количество случайных конфигураций, в которых такое значение наблюдалось в интервале 20 пА. а – *Cr* полоска с одной случайно расположенной неоднородностью, б – с двумя неоднородностями, в – с тремя неоднородностями.

величину порядка 150 пА и 250 пА соответственно. Следовательно, можно предположить, что исследованные *Cr* полоски скорее всего содержали в себе несколько неоднородностей (\geq 3). В ходе эксперимента были исследованы *Cr* полоски шириной 100 и 200 нм, изготовленные при помощи одного и того же технологического процесса. ВАХ *Сг* полоски шириной 200 нм не содержали особенностей, наблюдавшихся у Cr полоски шириной 100 нм. Такое поведение может быть объяснено в рамках предложенной модели. Ширина 200 нм Сг полоски соответствует 20 островам. При такой ширине солитон, образованный электроном в потенциальной яме, не может блокировать транспорт по всей ширине *Cr* полоски, так как его радиус ($\Lambda = 5 - 8$ островов) меньше полуширины Cr полоски. Для проверки этого предположения был BAX Cr проведён численный расчёт полоски шириной 200 нм, подтвердивший отсутствие явления лавинообразного перехода полоски из блокадного состояния в проводящее.

Обсуждение результатов

В результате проведенных работ экспериментально исследованы электрические характеристики тонких (7-8 нм) нанополосок хрома в широком диапазоне температур (*T* =25 мК – 300 К). При низких температурах (*T* = 25÷200 мК) впервые обнаружено явление гистерезисного переключения двумерной гранулированной структуры между состоянием кулоновской блокады и проводящим состоянием. Ширина петли гистерезиса составляла доли милливольта, величина скачка тока при переключении Ha лостигала значений ЛО долей наноампера. основе численного моделирования наблюдаемый эффект объяснён влиянием локальных неоднородностей в нанополосках и резким повышением электронной температуры островов *Cr* плёнок при протекании тока.

Экспериментальное изучение свойств неоднородных *Cr* плёнок может быть продолжено в направлении их использования в качестве элементов, заменяющих туннельные барьеры в различных одноэлектронных приборах. Так *Cr* нанополоски могут заменить цепочку туннельных переходов,

создающих потенциальный барьер в одноэлектронной ловушке - элементе одноэлектронной ячейки памяти. Определение зарядового состояния такой ловушки может осуществляться посредством использования расположенного рядом асимметричного одноэлектронного транзистора, работающего в режиме смещения переменным сигналом. Комбинация вышеперечисленных факторов позволяет надеяться на то, что созданная таким образом одноэлектронная ячейка памяти будет обладать улучшенными параметрами – повышенным временем хранения электрона и повышенной рабочей температурой. Интересные направления применения неоднородных одноэлектронных наноструктур могли бы возникнуть при уменьшении их размеров. Например, короткие нанополоски с малой шириной (порядка 20 -30 нм) и искусственно созданным островом в центре могли бы обладать хорошей зарядовой чувствительностью И использоваться как высокочувствительные электрометры. Интеграция двух и более островов на квазиодномерной нанополоске могла бы дать возможность реализовать одноэлектронный насос для одиночных электронов и, возможно, квантовый стандарт тока на его основе.

ГЛАВА 5. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАРЯДОВЫХ СОСТОЯНИЙ И ПОТЕНЦИАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ СТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ ОДНОЭЛЕКТРОННОГО ТРАНЗИСТОРА

5.1. Исследование зарядовой динамики одноэлектронной ловушки

Настоящий раздел посвящен экспериментальному исследованию прототипа одноэлектронной ячейки памяти или - одноэлектронной ловушки. простейшем виде одноэлектронная ловушка схематически В своем изображена на рис. 5.1.1а. Металлический остров А, находящийся под электростатическим влиянием управляющего электрода (затвора), соединен с заземленным электродом однородной цепочкой из N туннельных переходов емкостью С_m. В энергетическом представлении наличие цепочки означает управляемого с помощью напряжения присутствие на затворе V_{σ} электростатического барьера (рис. 5.1.2):

$$\Delta E_i = e^2 / 2C_{\Sigma}^{\ i} - eV_i(V_g) \tag{5.1.1}$$

 C_{Σ}^{i} - полная емкость промежуточного острова цепочки с номером *i* ($0 < i \le N$), определяемая зарядом острова, создающем на нем единичный потенциал, когда все внешние электроды заземлены;

 $V_i(V_g)$ - вклад поля, созданного приложением напряжения на затвор, в потенциал *i*-го острова.

Наличие собственных емкостей промежуточных островов цепочки туннельных переходов приводит к понижению электростатического барьера (рис. 5.1.2). В зависимости от своей высоты барьер способен удержать на острове избыточный заряд *ne*, где *n* - целое число в некотором диапазоне значений: $n_{min}(V_g) < n < n_{max}(V_g)$, а *e* - заряд электрона. Дискретное число устойчивых зарядовых состояний *M* в ловушке в зависимости от напряжения на затворе V_g равно [154]:



Рис. 5.1.1 Эквивалентные схемы: **a** - одноэлектронной ловушки, **б** - исследуемой экспериментальной структуры - одноэлектронной ловушки и считывающего электрометра.

$$M = [NC_{2}/C_{m}-1] + 1/2 \pm 1/2$$
(5.1.2)

где С₂ - полная емкость острова А. Уменьшая ("наклоняя") потенциальный барьер, создаваемый цепочкой переходов, одним из соответствующих приращений $(\Delta V_g)_{\rm out},$ $(\Delta V_g)_{in}$ ИЛИ можно активизировать процесс туннелирования электрона, соответственно, на остров или с острова А (рис. 5.1.1а), что приведет к изменению $n \rightarrow n \pm 1$. После перехода электрона на остров или с острова барьер восстанавливается и для того, чтобы произошел обратный переход $n\pm 1 \rightarrow n$, необходимо противоположным по знаку приращением - $(\Delta V_g)'_{out}$ или - $(\Delta V_g)'_{in}$ начать уменьшение барьера, при этом амплитуда этих «возвращающих» приращений будет превышать амплитуду начальных ((ΔV_g)'_{out} > (ΔV_g)_{in}, (ΔV_g)'_{in} > (ΔV_g)_{out}). Таким образом, зависимость заряда острова от Vg носит гистерезисный характер (см. рис. 5.1.6). Ширина петли гистерезиса зависит от высоты барьера, температуры и влияния внешнего окружения. Состояние, в котором система находится в текущий момент времени, определяется предысторией изменения Vg, т.е. система обладает памятью. Паре соседних состояний с числом электронов на острове *п* и (*n*+1) можно поставить в соответствие логические "0" и "1" (или "low" и "high"), и использовать такую одноэлектронную ловушку для хранения единичного бита цифровой информации.

Важно отметить, что для регистраций состояний острова хранения одноэлектронной ловушки необходимо считывающее устройство, роль которого в рассматриваем случае может выполнить только одноэлектронный транзистор. Поэтому реальная экспериментальная структура выглядела несколько сложнее - рис. 5.1.1.6



Рис. 5.1.2. Зависимость свободной энергии ΔE_i от положения электрона в цепочке, при различных значениях собственных емкостей промежуточных островов. Данные получены численным расчетом по формуле (5.1.1).

В реальном устройстве существует ряд механизмов, приводящих к нежелательным переключениям между зарядовыми состояниями ловушки и, тем самым, снижающих надежность хранения цифровой информации. К их числу относятся *термическая активация туннелирования* (влияние этого эффекта на одноэлектронную ловушку подробно рассмотрено в [155]), механизм *макроскопического квантового туннелирования* [5], туннелирование за счет фотонного возбуждения [156]. Существенным образом на поведении экспериментальной структуры сказывается также, влияние случайного дрейфа фонового эффективного заряда островов структуры, о котором будет сказано ниже.

Изготовление образцов

Наноразмерные структуры связанных емкостным образом одноэлектронных ловушки и считывающего транзистора-электрометра

изготавливались на кремниевой подложке с диэлектрическим подслоем Al_2O_3 толщиной 200 нм методом двух-теневого напыления Al через жесткую двухслойную маску с подвешенными участками и промежуточного окисления in-situ [27, 41, 104]. Структуры состояли из Al островов и разделяющих их туннельных контактов малой площади ($80 \times 80 \text{ нm}^2$) типа $Al/AlO_x/Al$. Микрофотография экспериментального образца представлена на рис. 5.1.3.

Измерительная система и методика измерений

Эквивалентная схема экспериментальной структуры, изображена на рис. 5.1.1б. Структура включает В себя считывающий транзисторэлектрометр и дополнительную цепочку туннельных контактов к острову ловушки, что создает возможность пропускания тока по двум цепочкам, соединенным последовательно. Благодаря этому, основные электрические представленной быть параметры структуры могли определены непосредственно из измерений без привлечения топологических расчетов емкостей. Известно [152], что вольтамперная характеристика цепочки туннельных контактов имеет участок кулоновской блокады транспортного тока при напряжении меньшем порогового (V<V_{th}), и при напряжениях $V >> V_{th}$ ее форма стремится к линейной асимптоте. Таким образом, подавая напряжение смещения, В несколько раз превосходящее пороговое напряжение кулоновской блокады цепочки, можно пренебречь в оценках нелинейностью вольтамперной характеристики цепочки и рассчитывать напряжение на центральном острове по закону Ома. Это дает возможность непосредственного определения в измерениях значений, как соотношения асимптотических сопротивлений цепочек, так И взаимной емкости центральных островов транзистора и ловушки C_{int} . Зная C_{int} , можно оценить значение полной емкости острова С₂, необходимой для расчета высоты электростатического барьера.

Регистрация изменений состояния острова одноэлектронной ловушки осуществлялась благодаря емкостной связи острова ловушки с расположенным рядом одноэлектронным транзистором [18]. Возможность частичной компенсации влияния фонового заряда на промежуточные острова цепочек обусловила введение в структуру дополнительных подстроечных затворов для цепочек Т1 и Т2.

Измерения электрических характеристик производились В рефрижераторе растворения при температурах от 35 до 200 мК. Источниками возбуждений, способных электромагнитных спровоцировать акт туннелирования, могли служить части криостата и измерительной цепи, находящиеся при более высокой температуре, электромагнитный фон в "шумящие" лабораторном помещении, источники электропитания измерительной аппаратуры. Внешние источники электромагнитных флуктуаций способны были проникать к одноэлектронной структуре, как по электрическим проводникам, так и через щели в экранировке образца. С целью защиты от их влияния образец был помещен в вакуумно плотную герметичную металлическую капсулу, а на электрических соединительных линиях от образца к измерительной аппаратуре были установлены кабельные коаксиальные СВЧ-фильтры [91], которые располагались с внешней стороны капсулы с образцом, в непосредственной близости от него, и имели одинаковую с ним температуру. В эксперименте использовалась специальная малошумящая измерительная аппаратура.



Рис. 5.1.3. Микрофотография экспериментального образца одноэлектронной ловушки и считывающего электрометра.

Приведенный ко входу шум измерительного предусилителя составлял величину $V_{rms} \sim 30$ нВ/Гц^{1/2} на частоте 10 Гц. Источниками питания входных каскадов и задающих источников напряжения служили аккумуляторы, что позволило значительно снизить уровень сетевых наводок и наводок по линии заземления.

Результаты измерений

Для определения отношения сопротивлений цепочек одноэлектронная ловушка переводилась в проводящий режим приложением к ее концам разности потенциалов (V_1 - V_2), в несколько раз (~10) превосходящей напряжение блокады. Потенциал центрального острова ловушки, в этом

случае, определялся отношением полных сопротивлений цепочек R_I/R_2 и приложенными напряжениями V_1 и V_2 на концах. В пренебрежении взаимными емкостями островов цепочек с островом транзистора (модулируя проводимость транзистора через емкостные затворы к цепочкам T1 и T2, мы оценили, что их емкости в сумме составляют около 20% от C_{int}) можно считать, что электрометр "чувствует" практически только потенциал острова ловушки. Отношение R_I/R_2 определялось следующим образом: приращение напряжения ΔV_1 на одном конце цепочки изменяло сигнал электрометра, а отрицательное приращение напряжения ΔV_2 на другом конце цепочки восстанавливало его прежнее значение, откуда

$$R_1/R_2 = |\Delta V_1/\Delta V_2| \tag{5.1.3}$$

Полученная величина отношения сопротивлений $R_1/R_2 = 0.91$ дала основание считать цепочки практически одинаковыми.

Период ΔV_{tr} модуляционной характеристики транзистора $V_{tr}(V_{gt})$ определялся взаимной емкостью между островом транзистора и модулирующим электродом C_{gt} и равнялся 21 мВ, откуда $C_{gt} = e/\Delta V_{tr} = 7.6$ аФ. Емкости C_t туннельных контактов оценивались по значению напряжения порога кулоновской блокады ВАХ транзистора ($V_{off} = e/C_{sum}$, $C_{sum} \approx 2C_t$, где C_{sum} - полная емкость острова транзистора) и находились в районе ~ 200 аФ.

Задавая одинаковые приращения $\Delta V_1 = \Delta V_2$ напряжениям на концах цепочек, смещенных в проводящее состояние фиксированной разностью потенциалов (V_1 - V_2), по периоду зависимости $V_{tr}(V_1)$, была определена взаимная емкость острова транзистора и острова ловушки C_{int} .

Полная емкость острова хранения ловушки C_{Σ} была определена с помощью транзистора. Если скомпенсировать эффективное электростатическое влияние затвора ловушки на остров транзистора путем приложения соответствующего напряжения на "собственный" затвор транзистора, то модуляция транзистора будет осуществляться ступенчато (рис. 5.1.4), исключительно вследствие актов туннелирования электронов *с* и

на остров ловушки. Прохождение одного периода модуляции соответствует изменению заряда острова ловушки на *me*, где *m* - число вошедших на остров электронов, а *e* - заряд электрона. Нескомпенсированное влиянием "собственного" затвора электрометра изменение потенциала острова ловушки равно:



Рис. 5.1.4. Период модуляции электрометра затвором ловушки V_{tr}(V_g) в "компенсированном" режиме. На один период модуляции приходится *m*=24 акта туннелирования.

$$\Delta V_0 = m \cdot e/C_{\Sigma} \tag{5.1.4}$$

С другой стороны, это изменение напряжения привело к изменению эффективного заряда острова транзистора на *e*, поэтому:

$$C_{int} \cdot \Delta V_0 = e \tag{5.1.5}$$

Сопоставляя (5.1.4) и (5.1.5), получаем:

$$C_{\Sigma} = m \cdot C_{int} \tag{5.1.6}$$

Приращение напряжения V_g между двумя последовательными скачками на рис. 5.1.4 равно (см. напр., [154]) e/C_g , откуда легко определить C_g - взаимную емкость острова и затвора.

Основываясь на допущениях одномерности и линейности нашей структуры (рис. 5.1.3), определим суммарную нетуннельную емкость промежуточного острова цепочки C_s , представляющую собой сумму собственной емкости острова ("емкости на землю") и взаимных емкостей острова ко всем окружающим его электродам, кроме тех, которые отделены от него туннельными барьерами. Длина центрального острова ловушки в 10 раз больше эффективной длины промежуточного острова в цепочке. Полагая $C_{nt} \cong 10C_s$, где C_{nt} - суммарная нетуннельная емкость острова ловушки, определенная аналогично C_s , и используя очевидное соотношение:

$$C_{\Sigma} = 2C + C_{nt} \cong 2C + 10C_s \tag{5.1.7}$$

где *C* - емкость одной цепочки контактов, численно равная заряду правого конца цепочки, создающем на нем единичный потенциал, при заземленном левом конце. Приняв в качестве нулевого приближения $C \sim C_t/N \cong 22 \text{ a}\Phi$, имеем грубую оценку: $C_s \sim 20 \text{ a}\Phi$.

Для более точного определения C с учетом конечных значений C_s рассмотрим "полубесконечную" цепочку металлических островов с суммарными нетуннельными емкостями C_s , разделенных туннельными барьерами емкостью C_t . Емкость C_x полубесконечной цепочки, будучи равной емкости любого своего полубесконечного участка, удовлетворяет уравнению:

$$(C_x)^{-1} = (C_t)^{-1} + (C_s + C_x)^{-1}$$
(5.1.8)

Потенциал V_i i-го острова, считая от конца цепочки, связан с потенциалом конца цепочки V_0 соотношением:

$$V_{i} = V_{i-1}(C_{x}/(C_{x}+C_{s})) = V_{i-2}(C_{x}/(C_{x}+C_{s}))^{2} = \dots = V_{0}(C_{x}/(C_{x}+C_{s}))^{i}$$
(5.1.9)

Исключая C_x подстановкой решения уравнения (5.1.8) в (5.1.9) и учитывая, что $C_t/C_s >> 1$, получаем:

$$V_i \cong V_0 \cdot exp(-i/\lambda), \tag{5.1.10}$$

где $\lambda = (C_t/C_s)^{1/2}$ - характерная длина электростатического экранирования в цепочке. Физический смысл формулы (5.1.10) заключается в том [152], что электростатическое поле в цепочке локализовано в пределах порядка λ контактов, ближайших к источнику напряжения. Остальные туннельные переходы практически не поляризованы и находятся под близким к нулю потенциалом. Проведенные выше оценки C_t и C_s , определяют для полубесконечной цепочки с параметрами нашей структуры $\lambda \sim 3 \div 4$. Коэффициент затухания поля, соответствующий длине реальной цепочки из N = 9 контактов, равен: $exp(-N/\lambda) \approx 0.06$. Нетрудно убедиться в том, что при рассмотрении конечность числа принятом переходов эквивалентна подключению бесконечной емкости к *N*-му узлу полубесконечной цепочки, что только усиливает затухание поля во всей цепочке, сокращая характерную длину электростатического экранирования. Таким образом, заземление *N*-го острова цепочки, превращающее ее из полубесконечной в реальную, не приводит к существенному перераспределению потенциала И поляризационных зарядов в цепочке, и, с точностью до $V_N/V_0 \cong exp(-N/\lambda)$, соотношение (5.1.8) справедливо и для определения емкости конечной цепочки С:
$$(C)^{-1} = (C_t)^{-1} + (C_s + C)^{-1}$$
(5.1.11)

Решая систему уравнений (5.1.7), (5.1.11), находим значения $C_s \cong 15$ аФ и $C \cong 45$ аФ.

Полученные оценочные значения параметров нашей структуры приведены в таблице 5.1.1.

Параметр	R_1+R_2	R_1/R_2	Cgt	Cg	Cint	C_t	C_{Σ}	С	C_s
Значение	2 МОм	0.91	7.6 aΦ	70 aΦ	10 аФ	200 аФ	240 аФ	45 аФ	15 aΦ

Таблица 5.1.1. Численные значения параметров экспериментальной структуры.

Время жизни зарядового состояния

Высота энергетического барьера, а, следовательно, число устойчивых состояний и времена их жизни в значительной степени зависели от электростатического влияния нескомпенсированного заряда в подложке и окружающем структуру пространстве, т.е от ее электродинамического окружения. Косвенно можно в этом убедиться, приняв за основу рассуждений тот факт, что высота энергетического барьера ΔE определяет также и значение порогового напряжения кулоновской блокады в исследуемой структуре ловушки, состоящей из двух цепочек туннельных контактов: $(V_1-V_2)_T \sim \Delta E/e$. На рис. 5.1.5 представлена экспериментальная зависимость напряжения при малом токе через цепочки, и таким образом близкого к $(V_1-V_2)_T$, от напряжения на затворе T2 при нулевых напряжениях на остальных затворах.



Рис. 5.1.5. Зависимость напряжения (*I* = 5 пА) на цепочках переходов ловушки от напряжения на подстроечном затворе Т2. Промежуток времени между измерением представленных кривых - 70 часов.

Как видно из рис. 5.1.5, максимум порогового напряжения, а, следовательно, и максимум высоты барьера, достигаются при ненулевом компенсирующего напряжения на Т1. Более того, значении форма зависимости изменяется с течением времени, что демонстрирует дрейф распределения эффективного фонового заряда Q_{0i} , (*i* - номер острова, включая и остров хранения). В идеальном случае, для полной компенсации дрейфовых явлений необходимо предусмотреть в структуре наличие N-1 подстроечных затворов (по промежуточных островов), числу что нереализуемо в сложных прикладных системах. Рассмотренный пример наглядно показывает актуальность проблемы преодоления влияния фонового заряда в одноэлектронных устройствах.

Представленный ниже эффект также можно отнести к влиянию фонового заряда, наиболее вероятно, связанным с перераспределением Q_{0i} . На рис. 5.1.6 изображены две петли гистерезиса $V_{tr}(V_g)$, зарегистрированные

электрометром с временным интервалом при оптимальной настройке затворов T1 и T2 (максимум порогового напряжения кулоновской блокады на BAX цепочек) и представляющие собой диаграммы зарядовых состояний острова. Число устойчивых состояний определяется по количеству ступенек диаграммы состояний пересекаемых одной вертикальной прямой $V_g = V_{g0}$. С течением времени, при фиксированных температуре, скорости сканирования, режиме работы электрометра и напряжениях на подстроечных затворах, наблюдалось постепенное сужение петли гистерезиса с уменьшением числа состояний от 4 (кривая **a**, рис. 5.1.6) до 3, (кривая **б**, рис. 5.1.6), что приводило к снижению электростатического барьера.



Рис. 5.1.6. Сужение петли гистерезиса (**a**) с течением времени (**б**). **б** - кривые смещены по оси ординат на 150 мкВ для наглядности (T = 35 мК, $I_{tr} = 5$ пА).

Для двух соседних состояний "0" и "1", соответствующих петле гистерезиса ABCD (рис. 5.1.6), соотношение средних времен жизни τ_0 и τ_1 зависит от выбора значения V_g , ($V_{CD} < V_g < V_{AB}$). Температура *T* находилась в интервале 150 – 200 мК, в котором характерные времена жизни удобны для

измерения (рис. 5.1.7). Представляется очевидным, что в точке $V_g = V_{AB} - \tau_0$ >> $\tau_1 \approx 0$, а в точке $V_g = V_{CD} \tau_1 >> \tau_0 \approx 0$. Следовательно, существует промежуточное значение V_g , для которого $\tau_1 = \tau_0$. Это значение V_g находится приблизительно в середине области напряжений ($V_{AB} - V_{CD}$), $V_g \approx (V_{AB} + V_{CD})/2$. На основании измерений времени жизни зарядового состояния для температур 151, 177 (рис. 5.1.7) и 195 мК построена его зависимость от температуры (рис. 5.1.8).



Рис. 5.1.7. Процесс попеременной случайной смены зарядовых состояний одноэлектронной ловушки, измеренный с помощью электрометра при транспортном токе *I* = 5 пА.

Если время жизни состояния *т* ограничено действием термического механизма активации туннелирования электрона, то [155]:

$$<\tau>\infty \exp(\Delta E/kT),$$
 (5.1.12)

где *∆Е* - высота энергетического барьера, т.е. темп туннелирования пропорционален вероятности термического возбуждения электрона на уровень, превышающий высоту электростатического барьера.

Оценка времени жизни состояния при температуре 35 мК была проведена экстраполяцией данных по экспериментальному графику зависимости среднего времени жизни зарядового состояния от температуры (рис. 5.1.8) дает величину ~ 10²³ секунд, что много больше времени экспериментального наблюдения.



Рис. 5.1.8. Зависимость среднего времени жизни зарядового состояния от температуры.

Если время жизни состояния τ ограничено действием процесса сотуннелирования, то в рассматриваемой нами системе, включающей в себя цепочку из N = 9 туннельных контактов, оценка его темпа определяется формулой, приведенной в работе Аверина и Назарова [53] (ch. 6, 217):

$$\Gamma^{(N)} = \frac{2\pi}{h} \left(\frac{R_q}{2\pi R}\right)^N S^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{k_B T}\right)\right]^{-1} \sum_{k=0}^{N-1} c_k^{(N)} (k_B T)^{2k} (eV)^{2(N-k)-1}$$

В пределе низких температур ($eV >> k_BT$) и малости собственных емкостей промежуточных островов C_0 ($C_0 << C_T$) это выражение может быть приведено к виду:

$$\tau^{(N)} = 2RC_T \left(\frac{2\pi R}{R_q}\right)^{N-1} \frac{(2N-1)!((N-1)!)^2}{N^{2N}} \left[\frac{e^2/2C_T}{eV}\right]^{2N-1}$$

Оценка времени жизни состояния из этой формулы для нашего образца (табл. 5.1.1), определяемая процессом сотуннелирования, оказалась также много больше времени экспериментального наблюдения ~ 10³² с.

Наблюдаемое экспериментально время жизни зарядового состояния оказалось значительным, но все же существенно меньшим. Исследование времени жизни было проведено для соседних зарядовых состояний острова памяти; рабочая точка по V_g была выбрана в середине петли гистерезиса. Согласно теоретическим рассмотрениям при таком выборе рабочей точки времена жизни обоих состояний практически одинаковы. Перед началом измерений с помощью затворов T1 и T2 была произведена подстройка BAX цепочек туннельных контактов в состояние, соответствующее максимальной величине кулоновской блокады. Для демонстрации возможности длительного хранения информации в ловушке мы наблюдали поведение ловушки при 35 мК в течение более 17 часов [45, 116]. Зарегистрированные в этом эксперименте одиночные переключения ловушки имели масштаб времени порядка 8 часов. Зарядовое состояние, сохранявшееся в течение более 8 часов, было считано электрометром, чтобы убедиться в его неизменности (рис. 5.1.9). Немногим большее время жизни зарядового состояния (12 часов) в аналогичной структуре одноэлектронной ловушки наблюдалось только в одном эксперименте [44]. Есть веские основания считать, что в обоих случаях определялось оно флуктуациями и дрейфом фонового заряда и уровнем внешних шумов, проникающих в образец. Переключение между зарядовыми состояниями может быть спровоцировано поглошением энергии внешних флуктуаций, в частности, высокоэнергетических квантов ($f \ge 1 \Gamma \Gamma \mu$), способных спровоцировать переход электрона между устойчивыми состояниями ловушки. Косвенным подтверждением этому предположению может служить предыстория эксперимента с измерением времени жизни зарядового состояния. Вначале

величины порядка 20÷30 секунд. После улучшения удалось достичь образца и инсталляции СВЧ фильтров (рис. 1.3.4) время экранировки 10÷15 увеличилось до минут. И только после вакуумно-плотной герметизации капсулы с образцом и инсталляции в нее СВЧ фильтров удалось достичь часовых времен жизни зарядового состояния.



Рис. 5.1.9. Эволюция во времени зарядового состояния одноэлектронной ловушки.

Нельзя исключить и обратного влияния электрометра на стабильность зарядового состояния одноэлектронной ловушки. Как уже было упомянуто выше, петли гистерезиса ΔV_{loop} зависимости заряда острова ловушки от напряжения на затворе может сужаться под влиянием внешних возбуждений, способных спровоцировать случайное туннельное событие. Мы обнаружили, что одним из источников возбуждений является одноэлектронный электрометр, используемый для регистрации событий в ловушке: ширина

петли гистерезиса (рис. 5.1.10) уменьшается с ростом значений силы тока *I*_{el} через электрометр (рис. 5.1.11).



Рис. 5.1.10. Кривые гистерезиса, соответствующие различным значениям тока (для наглядности смещены по вертикали с шагом 120 μV).

При рабочей температуре 35 мК, повышение силы тока от 5 до 300 пА приводит к сужению петли до значения, характерного для 250 мК. Таким образом, даже при низких температурах флуктуационное влияние транзистора является одним из факторов ограничения времени хранения электрона в ловушке. Существенной особенностью эффекта является увеличение модуля производной $|d(\Delta V_{loop})/d(I_{el})|$ зависимости на рис. 5.1.11 при малых значениях силы тока. Это отличает токовую зависимость ширины петли от температурной, характеризующейся выполаживанием в области малых *T*, тем самым выделяя эффект из ряда температурно обусловленных. В качестве рабочей гипотезы для объяснения эффекта можно предположить, ЧТО механизм активации ловушки транзистором связан с влиянием

широкополосного телеграфного шума напряжения острова транзистора, обусловленного туннельными событиями при ненулевом транспортном токе, который способен также активировать зарядовые ловушки в толще диэлектрика подложки.



Рис. 5.1.11. Зависимость ширины петли гистерезиса от тока через электрометр.

С другой стороны, оценки интенсивности прямого нагрева ловушки ΔT током транзистора [39], при температуре гелиевой ванны $T_0 = 35$ мK, рассеиваемой транзистором мощности P = 200 рА×1 мB, в зависимости от площади рассеяния S (см. табл. 5.1.2), не позволяют однозначно исключить тепловую природу эффекта при существенных транспортных токах.

<i>S</i> , μ×μ	300×300	20×20	2×2
<i>∆Т</i> , мК	0.6	40	190

Таблица 5.1.2. Оценка интенсивности прямого нагрева ловушки ΔT током транзистора.

Обсуждение результатов

Время жизни зарядового состояния ловушки зависит от максимальной высоты электростатического барьера. В пренебрежении собственными емкостями промежуточных островов цепочки, максимальная высота барьера ΔE в симметричном случае равных высот барьеров для входа и для выхода электрона, $\Delta E^{in} = \Delta E^{out}$, определяется [154] емкостью туннельных контактов C_t , их числом в цепочке N и полной емкостью острова C_{Σ} :

$$\Delta E = (e^2/8C_{\Sigma})(NC_{\Sigma}/C_t-1)$$
(5.1.13)

Подставляя в (5.1.13) полученные выше значения C_{Σ} и C_t , при N = 9, имеем: $\Delta E \approx 0.8$ мэВ.

Учет собственных емкостей промежуточных островов (рис. 5.1.2) приводит к увеличению емкости *C* цепочки и подавлению барьера. Для $C_t \approx$ 200 аФ и $C_s \approx 15$ аФ барьер подавляется на 33%, т.е. примерно до 0.54 мэВ.

Возможной причиной уменьшения высоты барьера является отличие от нуля значений эффективного фонового заряда Q_{0i} промежуточных островов. Для простейшей оценки этого эффекта поместим на один из средних малых островков цепочки отрицательный заряд q = -e/20, вполне характеризующий реальный масштаб дрейфов фонового заряда островов структуры и, в частности, определенный по дрейфу рабочей точки электрометра. При $C_{\Sigma} >> C$ вклад электростатического поля заряда q:

$$\Delta E^q \approx -e \cdot q/4C \approx -0.1\Delta E \tag{5.1.14}$$

составляет 10% от высоты идеализированного барьера. Принимая во внимание общее число промежуточных островов в цепочке и возможную корреляцию значений Q_{0i} , [14], можно оценить суммарный эффект несколькими десятыми мэВ. Но даже существенное подавление барьера не может объяснить наблюдаемые времена жизни зарядового состояния одноэлектронной ловушки.

В области низких температур, оценки постоянных времени процессов распада состояний за счет сотуннелирования и термической активации приводят К значениям, значительно превышающим доступные В эксперименте времена наблюдения. Проведенные исследования показывают, что одним из доминирующих факторов, ограничивающих время хранения, является дрейф распределения эффективного фонового заряда островов одноэлектронных структур. С принципиальной точки зрения изменения Q_{0i} приводят: во-первых, к вышеупомянутому подавлению энергетического барьера, во-вторых, к сдвигу оптимальной рабочей точки ловушки по управляющему напряжению Vg, в-третьих, к нестабильности "выходного" Несмотря 8 часов напряжения структуры. на τо, ЧТО В течение экспериментального хранения зарядового состояния суммарный эффект дрейфов не привел к его смене, можно предположить, что случайная смена состояний возможна в течение существенно большего промежутка времени. ограничивающим Вторым фактором является проникновение В экспериментальный образец высоэнергетичного СВЧ шума, отдельных квантов которого достаточно для разрушения заданного зарядового состояния. Третьим ограничивающим фактором является возбуждение ловушки и ее локального окружения (источники шума в подложке) транспортным током транзистора.

Следует отметить, что исследование процессов переключения одноэлектронной ловушки, изготовленной методами планарной технологии, актуально с точки зрения общего вопроса об описании механизма возникновения шума эффективного фонового заряда в одноэлектронных структурах. Известно, что основными источниками шумов фоновых зарядов являются естественные зарядовые ловушки, образованные на дефектах структуры подложки и расположенные в непосредственной близости от островов одноэлектронной структуры. Переключения этих ловушек приводят к флуктуациям поляризационного заряда островов одноэлектронных структур, что приводит в возникновению в них зарядового шума. Поскольку

поведение и общие характеристики структуры естественных ловушек аналогичны характеристикам "искусственной" ловушки, исследуемой в настоящей работе, исследование процессов в последней способствует более глубокому пониманию механизмов шума фонового заряда и может служить основой для построения детальной модели для его описания. В частности, измеренные зависимости времен переключения исследуемой ловушки от температуры, а также наблюденное уменьшение времени хранения электрона при увеличении транспортного тока электрометра, находятся в качественном согласии с экспериментально наблюдаемым ростом шума фонового заряда с температурой и током, описанных в главе 2.

Можно выделить три основных направления решения проблем, связанных с негативным влиянием дрейфовых явлений:

1. Разработка топологии, предусматривающей электростатическую экранировку островов одноэлектронной структуры электродами С фиксированными потенциалами. Примером такого решения может служить изготовление цепочки туннельных контактов В виде вертикального многослойного $(Al/AlO_x/Al/AlO_x/...)$ столбца, расположенного на внешнем питающем электроде значительно большей, чем площадь основания столбца, площади.

2. Поиск материалов для подложек с минимальным количеством особенностей структуры приповерхностных слоев, на которых происходит образование зарядовых ловушек, участвующих в хаотическом перемещении носителей заряда и создающих флуктуации электромагнитного окружения. Здесь внимание может быть обращено на подложки с монокристаллической структурой.

3. Повышение высоты энергетического барьера за счет уменьшения емкостей контактов и островов цепочки путем изготовления структур с меньшими характерными размерами.

Несмотря на несовершенства с ним связанные, следует подчеркнуть уникальность такого устройства, как одноэлектронный транзистор, без которого настоящее и подобные ему исследования были бы невозможны.

5.2. Исследование потенциального профиля двумерного газа в структурах с квантовым эффектом Холла

Как известно, большие вихревые токи индуцируются в двумерной электронной системе при изменении магнитного поля во время наблюдения целочисленного квантового эффекта Холла [157-162]. Было неясно, где эти токи протекают и образуют ли они несколько небольших петель внутри двумерного электронного газа или одну большую петлю по периметру образца.

Измерительная система и методика измерений

Для выяснения деталей вышеупомянутого явления в проведенном исследовании были использованы одноэлектронные транзисторы [160-163]. Транзисторы исполняли роль локальных потенциальных ЗОНДОВ И изготавливались непосредственно на поверхности образца в заданных областях. Слой двумерного газа в холловском образце использовался как электрод затвора одноэлектронного транзистора, что обеспечивало его чувствительную реакцию на локальные изменения электростатического потенциала двумерного газа [162, 163]. В отличие от магнитометров [157-159], измеряющих интегральный отклик, одноэлектронные транзисторы обеспечивают субмикронное пространственное разрешение и позволяют глобальные эффекты. Кроме различать локальные И того, два одноэлектронных транзистора с переменным расстоянием между ними могут использоваться одновременно для наблюдения возможной корреляции изменяющихся во времени сигналов в различных областях двумерного газа.

В разработанной и реализованной измерительной системе каждый из одноэлектронных транзисторов был включен в петлю обратной связи,

которая поддерживала ток через транзистор постоянным, соответствующим рабочей точке с максимальным откликом (dI/dU_G) на внешнее воздействие. осуществлялось путем сдвига потенциала транзистора Это внешним напряжением обратной связи U_{FB} [162, 163] (рис. 5.2.1). Таким образом, электростатических потенциалов между двумерным газом и разность одноэлектронным транзистором поддерживалась постоянной, а напряжение обратной связи U_{FB} непосредственно отражало изменения электростатического потенциала двумерного газа в окрестности транзистора.



Рис. 5.2.1. Напряжение обратной связи U_{FB} и магнетосопротивления (R_{xx} , R_{xy}) образца при развертке магнитного поля (dB/dt = 0.8T/мин) в сторону увеличения и уменьшения (обозначено стрелками).

Все измерения проводились в рефрижераторе растворения ³He-⁴He при базовой температуре T = 25 мК. Образцами служили легированные по стандартной технологии гетероструктуры GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As, образующие двумерный газ на гетеропереходе, расположенном на глубине около 90 нм от поверхности образца. Измеренные при низких температурах без освещения подвижность электронов составляла величину от 25 до 60 м²/В·сек, а концентрация электронов в двумерном газе находилась в диапазоне между 2.5×10¹⁵ м⁻². Холловские 2×10^{15} И структуры были сформированы размер $2 \times 1 \text{ mm}^2$. жилкостным химическим имели травлением И Одноэлектронные транзисторы были изготовлены алюминия без ИЗ паразитных теней с использованием трех-теневого процесса напыления (см. вставку на рис. 5.2.3). Острова имели круглую форму диаметром ~ 150 нм.

Результаты измерений

На рис. 5.2.1 показан выходной сигнал U_{FB} контура обратной связи с прямой и обратной разверткой магнитного поля В. Транспортные данные холловское сопротивление R_{xy} и продольное сопротивление R_{xx} (рис. 5.2.1) – были измерены во время отдельной развертки магнитного поля с небольшим интервалом по времени от измерения $U_{FB}(B)$. В областях плато зависимости $R_{xv}(B)$ зарегистрированы довольно большие пики напряжения $U_{FB}(B)$, которые меняют знак при изменении направления развертки магнитного поля. Базовая линия между пиками показывает поведение зигзага из-за изменения химического потенциала двумерного газа [162]. При остановке развертки магнитного поля в таких пиках сигнал немедленно исчезает. Хотя контур обратной связи имеет ширину полосы более 1 кГц, времена определить, релаксации не удалось поскольку для управления сверхпроводящим магнитом требуется несколько секунд, чтобы остановить развертку поля, что существенно превышает время релаксации. Предполагается, что наблюдаемые разности потенциалов порождаются вихревыми токами, индуцируемыми изменяющимся магнитным полем и текущими внутри области с двумерным газом.

Было неясно, эти вихревые токи образуют одну большую петлю по всему периметру холловской структуры или много небольших петель в ее области с двумерным газом. Если бы образовывалось много вихревых петель внутри холловской структуры, вероятность того, что два транзистора, расположенных в разных областях структуры, измеряли одну и ту же величину и форму пика напряжения, была бы крайне низка. Таким образом, сравнение сигналов обратной связи двух или более одноэлектронных транзисторов, расположенных в разных областях холловской структуры, позволяет различать эти две возможности. Так как изменение температуры сильно влияет на проводимость σ_{xx} двумерного газа, которая определяет затухание индуцированных токов, важно одновременно измерять сигналы отклика от обоих одноэлектронных транзисторов.

Один из образцов содержал пять одноэлектронных транзисторов, распределенные по поверхности холловской структуры (рис. 5.2.2): две пары двойных транзисторов с расстоянием 5 мкм друг от друга, расположенные примерно в середине структуры, и один транзистор у ее края (50 мкм).



Рис. 5.2.2. Напряжение обратной связи *U*_{FB} двух одноэлектронных транзисторов, удаленных друг от друга (стрелки на эскизе), в зависимости от магнитного поля (сканирование в прямом и обратном направлениях - стрелки на графике).

Расстояние между двумя парами двойных транзисторов было немногим более 1 мм.

В нескольких измерениях сигнал одного одноэлектронного транзистора сравнивался с сигналом четырех других. Было обнаружено, что положение, форма и амплитуда регистрируемых пиков напряжения одинаковы для всех транзисторов. Даже изменение локальных параметров двумерного газа непосредственно под одноэлектронным транзистором, когда транзистор использовался как электрод затвора для обеднения (вытеснения) двумерного газа под ним, ничего не меняло. Это указывает на то, что наблюдаемый эффект обусловлен влиянием не суперпозиции вихревых токов, образующих небольшие локальных кольцевые петли вокруг неоднородностей В двумерном газе, а влиянием единственного канала вихревого тока, траектория которого проходит вблизи края холловской структуры.

Чтобы это подтвердить, было бы удобно перемещать одноэлектронный сенсор поперек траектории тока, как это было сделано, например, в работе [79]. Однако в данном случае не было такой возможности. Был реализован другой оригинальный вариант эксперимента. Одноэлектронный транзистор был изготовлен на расстоянии 1 мкм от дополнительного бокового затвора, перекрывающего край холловской структуры приблизительно на 10 мкм (рис. 5.2.3).



Рис. 5.2.3. Микрофотография одноэлектронного транзистора, расположенного у края границы двумерного газа. Боковой затвор перекрывает край двумерного газа на 10 мкм.

Из-за приложенного отрицательного напряжения к боковому затвору ($U_{SG} = -250 \text{ MB}$), двумерный газ вытеснялся из под затвора и его граница перемещалась к периметру затвора. В верхней части затвора она приближалась на расстояние ~ 1 мкм к одноэлектронному транзистору. Дальнейшее увеличение напряжения бокового затвора сдвигало границу двумерного газа еще ближе к транзистору. Влиянием бокового затвора на одноэлектронный транзистор можно пренебречь, потому что, даже при больших отрицательных напряжениях на боковом затворе, между ним и одноэлектронным транзистором все еще присутствовал сжатый двумерный газ, который экранировал электрическое поле бокового затвора. Расстояние d_0 между границами бокового затвора и обедненной области двумерного газа может быть рассчитано с использованием модели Ларкина и Дэвиса [164].

Образец, показанный на рис. 5.2.3, содержал четыре одноэлектронных транзистора, расположенных у границы двумерного газа. На рис. 5.2.4 показаны зависимости напряжения обратной связи от магнитного поля

 $U_{FB}(B)$ – кривые откликов двух транзисторов (для транзистора 1 - при различных напряжениях на боковом затворе U_{SG}).



Рис. 5.2.4. Напряжение обратной связи U_{FB} двух транзисторов, расположенных у границы двумерного газа (см. рис. 5.2.3), в зависимости от магнитного поля при различных напряжениях на боковом затворе U_{SG} (для транзистора 1).

Напряжение бокового затвора транзистора 1 изменялось с шагом ΔU_{SG} = -100 мВ, а боковой затвор транзистора 2, который использовался параллельно с первым, поддерживался при нулевом напряжении во время

всех измерений. Поскольку боковой затвор транзистора 1 не влиял на сигнал отклика транзистора 2, на рис. 5.2.4 показана только одна кривая $U_{FB}(B)$ для транзистора 2 (с положительным dB/dt). Для лучшего обзора кривые с отрицательным значением dB/dt показаны только для напряжений бокового затвора, при которых оклик транзистора в области фактора заполнения v = 1 почти подавлен.

На первой кривой отклика транзистора 1 ($U_{SG} = 0$), при одинаковом значении магнитного поля, наблюдаемый пик напряжения по амплитуде почти такой же, как и пик транзистора 2, что подтверждает результаты, показанные на рис. 5.2.2. На следующих кривых при увеличении амплитуды отрицательного напряжения бокового затвора пик все более подавляется. Его максимум сдвигается в сторону более низких магнитных полей, но остается в границах B_1 и B_2 , определяемых кривой без напряжения, приложенного к боковому затвору.

Тот факт, что ниже порогового напряжения $U_{SG}^{0} = -250$ мВ амплитуда отклика транзистора по-прежнему достаточно велика, как и при $U_{SG} = 0$, доказывает, что граница локализации вихревого тока проходит на расстоянии ~ 1 мкм от границы двумерного газа. Но что происходит в двумерном газе в последних микрометрах до его границы?

После расчетов Шкловского и др. [165] показано, что область около границы двумерного газа разделяется на сжимаемые и несжимаемые краевые полосы. Льер и Герхардт [166] вычислили, что при магнитных полях, близких к целочисленным факторам заполнения, самая внутренняя несжимаемая полоса четко отделена ОТ других краевых полос И перемещается В основную двумерной системы. Это было часть экспериментально подтверждено измерениями использованием С сканирующей зондовой микроскопии, выполненными Альсведе [167]. Согласно нашей модели, путь вихревого тока лежит в самой внутренней несжимаемой полосе, которая перемещается в основную часть двумерного газа при магнитных полях, близких к целочисленным факторам заполнения..

Когда эта полоса покрывает всю область двумерного газа, ток все еще остается в краевой области в пределах нескольких микрометров. Если путь вихревого тока I_e находится между транзистором и краем, отклик одноэлектронного транзистора соответствует величине $U_H = v^{-1}h/e^2I_e$. Таким образом, индуцируется квази-незатухаемый вихревой ток, определяемый падением холловского напряжения через несжимаемую полосу. При целочисленном факторе заполнения весь объем газа становится несжимаемым. Выше $B = B_2$ объем становится снова сжимаемым с малыми несжимаемыми полосками у края.

Дальнейшее увеличение амплитуды отрицательных напряжений бокового затвора выше порогового напряжения U^{θ}_{SG} эквивалентно перемещению одноэлектронного транзистора по направлению к границе двумерного газа. При некотором напряжении U^{θ}_{SG} вихревой ток протекает за пределами расположения транзистора.

Обсуждение результатов

В результате проведенных исследований с помощью одноэлектронных транзисторов-электрометров показано, что большие вихревые токи индуцируются при изменении магнитного поля в областях плато холловского квантовом целочисленном эффекте сопротивления R_{rv} при Холла. Коррелированные во времени измерения откликов двух одноэлектронных транзисторов, расположенных в разных областях на поверхности холловской структуры, показали, что вихревой ток образует единственную петлю по его периметру. Дальнейшие измерения с дополнительным боковым затвором, который сдвигает границу двумерного газа по направлению к одноэлектронному транзистору, доказывают, что граница локализации вихревого тока проходит на расстоянии ~ 1 мкм от границы двумерного газа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей диссертационной работе разработаны оригинальные методы изготовления разнообразных одноэлектронных структур на основе металлических, гранулированных и полупроводниковых материалов для Ha широкого класса задач современной наноэлектроники. основе разработанных изготовлены разнообразные одноэлектронные методов структуры, продемонстрированы устройства на их основе, исследованы их электрические характеристики, предложены методы улучшения их важных функциональных параметров И проанализированы возможности ИХ практического применения.

Получены следующие основные результаты:

1. Разработаны методы изготовления одноэлектронных транзисторов с $Al/AlO_x/Al$ туннельными различной геометрии и расположенных на различных диэлектрических подложках, исследованы их транспортные и шумовые характеристики. Показано что уровень их зарядового шума интервале $10^{-3} \div 10^{-4} e/\Gamma \mu^{1/2}$, зависит от размеров острова находится в размером, транзистора, увеличиваясь С его И OT разновидности диэлектрического слоя, контактирующего с островом.

2. Впервые экспериментально установлено, что низкочастотные зарядовые шумы одноэлектронных транзисторов, расположенных на расстоянии порядка размеров его острова (150-200 нм), имеют коэффициент корреляции ~ 15-20 %. На основе разработанной теоретической модели показано, что образцов зарядовый уровень шума исследуемых транзисторов при расчетном (13÷22 %) наблюдаемом И коэффициентах корреляции определяется в основном источниками шума в подложке.

3. Впервые экспериментально исследовано взаимное влияние одноэлектронных близкорасположенных транзисторов (на расстоянии

порядка размера его острова - 150-200 нм). Доказано существование флуктуационного и теплового механизмов их взаимодействия. Разработана теоретическая модель, позволяющая рассчитать характеристики электрометра, электронную и фононную температуру его острова в результате теплового и флуктуационного воздействия транзисторов, удаленных от него на 150 нм, а также константу электрон-фононного взаимодействия $\Sigma_{Al} = 0.23$ нВт/град⁵/мкм³.

4. Впервые предложена и продемонстрирована стековая геометрия одноэлектронного транзистора, позволяющая значительно уменьшить влияние источников шума в диэлектрической подложке. Экспериментально показано, что с уменьшением площади контакта острова транзистора с подложкой уменьшается низкочастотный ($f < 100 \, \Gamma \mu$) зарядовый 1/f шум устройства. Получено на порядок меньшее значение уровня шума для одноэлектронных транзисторов на низких частотах ($10 \, \Gamma \mu$) — $2.5 \times 10^{-5} e/\Gamma \mu^{1/2}$.

5. Впервые найдена и реализована геометрия транзистора, позволяющая практически исключить шумовое воздействие подложки. Получено предельно низкое значение зарядового шума одноэлектронного транзистора на низких частотах (10 Гц) - $8 \times 10^{-6} e/\Gamma \mu^{1/2}$ (30 *h*), близкое к теоретическому пределу устройства - $3 \times 10^{-6} e/\Gamma \mu^{1/2}$ (3 *h*).

6. Впервые разработан, изготовлен и исследован одноэлектронный транзистор с резистивными элементами на основе тонких (6÷8 нм) пленок хрома вместо традиционных туннельных переходов. Разработан оригинальный метод формирования пленочных резистивных структур с сопротивлением на квадрат от 1 кОм до 30 кОм. Продемонстрирована возможность наблюдения модуляционных характеристик одноэлектронного транзистора при предельно низких значениях транспортного тока I = 200 фA. 7. Экспериментально реализован, аналитически и численно промоделирован асимметричного Al оригинальный режим работы одноэлектронного транзистора при нулевом постоянном смещении в присутствии накачки переменным или шумовым сигналом. Чувствительность транзистора к

переменному входному сигналу составила величину 20 нВ/Гц^{1/2} в диапазоне частот $\Delta f = 0.1 - 100$ кГц.

8. Разработан оригинальный метод изготовления кремниевых одноэлектронных транзисторов на основе неравномерно легированного КНИ, позволяющий существенно уменьшить размеры элементов структуры транзисторов и повысить рабочую температуру устройств. Впервые подробно исследованы транспортные шумовые характеристики И кремниевых одноэлектронных транзисторов из неравномерно легированного КНИ в диапазоне температур 15 мК - 4.2 К, достигнут уровень зарядового шума $1.5 \times 10^{-4} e/\Gamma \mu^{1/2}$ (10 Ги).

9. Впервые в двумерных неоднородных массивах изолированных гранул на основе тонких (6÷8 нм) пленок хрома на вольтамперной характеристике экспериментально обнаружено и теоретически исследовано явление скачкообразного изменения тока (0.05÷1 нА) в области кулоновской блокады с характерным гистерезисом.

10. Разработан, изготовлен и исследован прототип одноэлектронной ячейки памяти, состоящей из одноэлектронной ловушки на основе 9 туннельных *Al/AlO_x/Al* переходов и считывающего электрометра, с временем хранения электрона более 8 часов. Проведены исследования зарядовых состояний одноэлектронной ловушки и причин, определяющих время их жизни – термической активации, процесса сотуннелирования, дрейфа фонового заряда, обратного влияния считывающего электрометра.

11. Проведены оригинальные исследования, связанные с разработкой, изготовлением локальных сенсоров на базе одноэлектронного транзистора на поверхности гетероструктуры GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As и измерением с их помощью локальных потенциалов образца в условиях квантового эффекта Холла.

10. Разработан оригинальный метод изготовления одноатомных одноэлектронных транзисторов на основе единичных примесных атомов мышьяка и фосфора в кремнии, исследованы их характеристики. На основе измеренных диаграмм стабильности транзистора определены основные

параметры: величина характерной зарядовой энергии ($E_C = 16 \text{ мэB}$), расстояния между одночастичными энергетическими уровнями (0.98 мэB, 0.99 мэB, 1.18 мэB), собственная емкость зарядового центра ($C \approx 5 \times 10^{-18} \text{ Ф}$).

В заключение хотел бы особенно поблагодарить Д.Е. Преснова, А.Б. Зорина, В.В. Ханина, С.В. Лотхова за всестороннюю помощь в работе, без их участия данная работа вряд ли могла бы состояться. Я очень признателен коллективу лаборатории «Криоэлектроника» физического факультета МГУ во главе с О.В. Снигиревым за постоянную поддержку и проведении многолетнего участие при цикла работ В области одноэлектроники, М.Ю. Куприянову поддержку за планируемых исследований и полезные обсуждения их результатов.

Мне также хочется поблагодарить Юргена Нимайера, Франца Алерса, Ульриха Бекера и своих многочисленных коллег из Физико-Технического Федерального Центра (г. Брауншвайг, ФРГ) за плодотворную совместную работу и сотрудничество.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D.V. Averin and K.K. Likharev, Single-Electronics: a Correlated Transfer of Single Electrons and Cooper Pairs in Systems of Small tunnel Junctions. // in Mesoscopic Phenomena in Solids, Edited by B.Al'tshuler, P.A. Lee, and R. Webb (Elsevier, Amsterdam, 1991), Chap.6

2. K.K. Likharev, Single-Electron Devices and Their Applications. // Proc. IEEE **87**, 606–632 (1999).

3. A.N. Korotkov, D.V. Averin, K.K. Likharev and S.A. Vasenko, Single electron transistors as ultrasensitive electrometers. // Single electron tunneling and mesoscopic devices, (ed. H. Koch, H. Lubbig) Springer series in electronics and photonics N 31 (1991).

4. A.N. Korotkov, Intrinsic noise of single-electron transistor. // Phys. Rev. B. 49 (15), 10381 (1994).

5. D.V. Averin and A.A. Odintsov, Macroscopic quantum tunneling of the electric charge in small tunnel junctions. // Phys. Lett. A **140** (5), 251 (1989).

6. L.J. Geerligs, V.F. Anderegg, and J.E. Mooij, Tunneling time and offset charging in small tunnel junctions. // Physica B **165**, 973 (1990).

7. G. Zimmerli, T.M. Eiles, R.L. Kautz, and John M. Martinis, Noise in the coulomb blockade electrometer. // Appl. Phys. Lett. **61** (2), 237 (1992).

8. V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, D.E. Presnov, Single-electron transistor as an electrometer for investigation of charge dynamics in structures with deep coulomb blockade. // Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers of International Symposium - Nanostructures: Physics and Technology, St.Petersburg, Russia, 427 (26-30 June 1995).

9. B. Starmark, T. Henning, T. Claeson, P. Delsing and A.N. Korotkov, Gain dependence of the noise in single electron transistor. // J. Appl. Phys. **86** (4), 2132 (1999).

10. В.А. Крупенин, Экспериментальное исследование зарядовых флуктуаций и взаимного влияния элементов в одноэлектронных структурах. // Кандидатская диссертация, Физический факультет МГУ, Москва (1998).

 E.H. Visscher, S.M. Verbrugh, J. Lindermann, P. Hadley, and J.E. Mooij, Fabrication of multilayer single-electron tunneling devices. // Appl. Phys. Lett. 66 (3), 305 (1995).

12. S.M. Verbrugh, M.L. Benhamadi, E.H. Visscher, and J.E. Mooij, Optimization of island size in single-electron tunneling devices, experiment and theory. // J. Appl. Phys. 78 (4), 2830 (1995).

13. S.M. Verbrugh, Development of a single electron turnstile as a current standard. // PhD thesis, chap.4, Delft University of Technology (1995).

14. A.B. Zorin, F.-J. Ahlers, J. Niemeyer, T. Weimann, H. Wolf, V.A. Krupenin and S.V. Lotkhov, On the background charge noise in metallic single electron tunneling devices. // Phys. Rev. B. **53** (20), 13682 (1996).

15. L.S. Kuzmin, P. Delsing, T. Claeson, and K.K. Likharev, Single-electron charging effects in one-dimensional arrays of ultrasmall tunnel junctions. // Phys. Rev. Lett. **62** (21), 2539 (1989).

16. D. Song, A. Amar, C.J. Lobb and F.C. Wellstood, Advantages of superconducting coulomb-blockade electrometers. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 5, (2) 3085 (1995).

17. Л.С. Кузьмин, К.К. Лихарев, Непосредственное экспериментальное наблюдение дискретного коррелированного одноэлектронного туннелирования. // ЖЭТФ **45** (8), 289 (1987).

18. T.A. Fulton and G.J. Dolan, Observation of Single-Electron Charging Effects in Small Tunnel Junctions. // Phys.Rev.Lett. **59**, 109, (1987).

19. J.B. Barner and S.T. Roggiero, Observation of the incremental charging of Ag particles by single-electrons. // Phys.Rev.Lett. **59**, 7, 807, (1987).

20. G. Zimmerli, R.L. Kautz, and J.M. Martinis, Voltage Gain in the Single-Electron Transistor. // Appl. Phys. Lett. **61**, 2616 (1992).

21. E.H. Visscher, S.M. Verbrugh, J. Lindeman, P. Hadley, and J.E. Mooij, Fabrication of multilayer single-electron tunneling devices. // Appl. Phys. Lett. **66**, 305 (1995).

22. J.M. Martinis, M. Nahum, and H.D. Jensen, Metrological Accuracy of the Electron Pump. // Phys. Rev. Lett. **72**, 904 (1994).

23. J.P. Pekola, A.B. Zorin, and M.A. Paalanen, Control of single electron tunneling by surface acoustic waves. // Phys. Rev. B **50**, 11255 (1994).

24. C.T. Rogers, R.A. Buhrman, W.J. Gallagher, S.I. Raider, A.W. Kleinsasser, and R.L. Sandstrom, Electron trap states and low frequency noise in tunnel junctions. // IEEE Trans. Magn. 23, 1658 (1987).

25. N.F. Hooge, 1/f Noise Sources. // IEEE Trans. Electron Devices 41, 1926 (1994).

26. V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, S.V. Vyshenskii, Photo-beam and electronbeam lithography sharing common stencil. // Journal of vacuum science & technology B **11** (6), 2132 (1993).

27. В.А. Крупенин, Д.Е. Преснов, С.В. Лотхов, Одноэлектронные структуры на основе сверхмалых туннельных переходов Al/AlO_x/Al: технология изготовления, экспериментальные результаты. // УФН **166** (8), 906 (1996).

28. T. Weimann, H. Wolf, H. Scherer, V.A. Krupenin, J. Niemeyer, Metallic single electron devices fabricated using a multilayer technique. // Appl. Phys. Lett., **71**, 713 (1997).

29. Th. Weimann, H. Scherer, H. Wolf, V.A. Krupenin and J. Niemeyer, A New Technology for Metallic Multilayer Single Electron Tunneling Devices. // Microelectronic Engineering, 41(42), 559 (1998).

30. T. Weimann, H. Scherer, V.A. Krupenin, F. Müllera and J. Niemeyera, Fourangle evaporation method for the preparation of single electron tunneling devices. // Microelectronic Engineering, **57** (8), 915 (2001).

31. F.-J. Ahlers, V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, J. Niemeyer, D.E. Presnov, H. Scherer, Th. Weimann, H. Wolf and A.B. Zorin, Investigation of the Offset

Charge Noise in Single Electron Tunneling Devices. // Conference on Precision Electromagnetic Measurements CPEM'96, Braunschweig, Germany. Conf. Digest, ed. by A.Braun, 507 (1996).

32. P. Joyez, P. Lafarge, A. Filipe, D. Esteve, and M.H. Devoret, Observation of Parity-Induced Suppression of Josephson Tunneling in the Superconducting Single Electron Transistor. // Phys. Rev. Lett. **72**, 2458 (1994); T.M. Eiles and J.M. Martinis, Combined Josephson and charging behavior of the supercurrent in the superconducting single-electron transistor. // Phys. Rev. B. **50**, 627 (1994).

33. D.B. Haviland, Yu.A. Pashkin and L.S. Kuzmin, Measurement of the Superconducting Single Electron Transistor in a High Impedance Environment. // Physica B **203**, 347 (1994)

34. A.B. Zorin, Yu.A. Pashkin, V.A. Krupenin, H. Scherer, Coulomb Blockade Electrometer Based on Single Cooper Pair Tunneling. // Applied Superconductivity (Elsevier) **6**, 453 (1998).

35. A.B. Zorin, S.V. Lotkhov, Yu.A. Pashkin, V.A. Krupenin, H. Zangerle, Th. Weimann, H. Scherer, J. Niemeyer, Highly Sensitive Electrometers based on Single Cooper Pair Tunneling. // Journal of Superconductivity (Plenum) **12**, (6), 747 (1999).

36. A.B. Zorin, Yu.A. Pashkin, V.A. Krupenin and H. Scherer, Measurement of Background Charge Noise Using Bloch Transistor in a High Impedance Environment. // Trilateral German-Russian-Ukrainian Sem. on High Temp. Supercond., Nizhny Novgorod, p. 62. (11-15 September, 1997).

37. A.B. Zorin, Yu.A. Pashkin, V.A. Krupenin and H. Scherer, Single Cooper Pair Electrometer Based on Bloch Transistor in a High Impedance Environment. // 6th Int. Superconductive Electronics Conference (June 25-28, 1997, Berlin, Germany), ed. by H. Koch and S. Knappe **2**, 394 (1997).

38. L.S. Kuzmin, Yu.A. Pashkin, A.B. Zorin and T. Claeson, Linewidth of Bloch Oscillations in Small Josephson Junctions. // Physica B **203**, 376 (1994).

39. F.C. Wellstood, C. Urbina and J. Clarke, Hot-electron effects in metals. // Phys. Rev. B, **49**, 5942 (1994).

40. M.L. Roukes, M.R. Freeman, R.S. Germain, R.C. Richardson, and M.B. Ketchen, Hot electrons and energy transport in metals at millikelvin temperatures. // Phys. Rev. Lett. 55, 422 (1985).

41. В.А. Крупенин, С.В. Лотхов, Ю.А. Пашкин, Д.Е. Преснов, Экспериментальное исследование зарядовых эффектов в сверхмалых туннельных переходах. // УФН **167** (5), 566 (1997).

42. P. Lafarge, H. Pothier, E.R. Williams, D. Esteve, C. Urbina, and M.H. Devoret, Direct observation of macroscopic charge quantization. // Z. Physik B - Condensed Matter **85**, 327 (1997).

43. M.W. Keller, J.M. Martinis, A.H. Steinbach, and N.M. Zimmerman, A sevenjunction electron pump: design, fabrication, and operation. // IEEE Trans. Instrum. Meas. **46**, 307 (1997).

44. P.D. Dresselhaus, J. Li, S. Han, L. Ji, J.E. Lukens, and K.K. Likharev, Measurement of single electron lifetimes in a multijunction trap. // Phys. Rev. Lett. 72, 3226 (1994).

45. V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, D.E. Presnov, A.B. Zorin, F.-J. Ahlers, J. Niemeyer, H. Scherer, T. Weimann, H. Wolf, Charge state instabilities in the single-electron trap. // Czech. J. Phys. **46** (S4), 2283 (1996).

46. Y.Y. Wei, J. Weis, K.von Klitzing, and K. Eberl, Single-electron transistor as an electrometer measuring chemical potential variations *//* Appl. Phys. Lett. **71**, 2514 (1997).

47. A.B. Pavolotsky, T. Weimann, H. Scherer, V.A. Krupenin, J. Niemeyer, and A.B. Zorin, Multilayer technique for fabricating Nb junction circuits exhibiting charging effects. // J. Vac. Sci. Technol. B **17**, 230 (1999).

48. L. Roschier, J. Penttilä, M. Martin, P. Hakonen, M. Paalanen, U. Tapper, E.I. Kauppinen, C. Journet, and P. Bernier, Single-electron transistor made of multiwalled carbon nanotube using scanning probe manipulation. // Appl. Phys. Lett. **75**, 728 (1999).

49. H. Scherer, Th. Weimann, P. Hinze, B.W. Samwer, A.B. Zorin, and J. Niemeyer, Characterization of all-chromium tunnel junctions and single-electron

tunneling devices fabricated by direct-writing multilayer technique. // J. Appl. Phys. **86**, 6956 (1999).

50. Yu.V. Nazarov, Coulomb Blockade without Tunnel Junctions. // Phys. Rev. Lett. 82, 1245 (1999).

51. D.S. Golubev and A.D. Zaikin, Coulomb Interaction and Quantum Transport through a Coherent Scatterer. // Phys. Rev. Lett. **86**, 4887 (2001).

52. J. Niemeyer, Eine einfache methode zur herstellung kleinster Josephsonelemente. // PTB-Mitt. **84**, 251 (1974); G.D. Dolan, Offset masks for lift-off photoprocessing. // Appl. Phys. Lett. **31**, 337 (1977).

53. P. Delsing, One-dimensional arrays of small tunnel junctions. // in: Single Charge Tunneling, edited by H. Grabert and M.H. Devoret, NATO ASI Series B 294, Plenum, New York, Chapter 7, 249 (1992).

54. B. Starmark, T. Henning, T. Claeson, P. Delsing, and A.N. Korotkov, Gain dependence of the noise in the single electron transistor. // J. Appl. Phys. **86**, 2132 (1999).

55. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, A.B. Zorin, J. Niemeyer, Aluminum Single Electron Transistors with Islands Isolated from the Substrate. // J. Low Temp. Phys. **118**(5-6), 287 (2000).

56. L.J. Geerligs, D.V. Averin, and J.E. Mooij, Observation of macroscopic quantum tunneling through the Coulomb energy barrier. // Phys. Rev. Lett. **65**, 3037 (1990).

57. D.V. Averin and A.A. Odintsov, Macroscopic quantum tunneling of the electric charge in small tunnel junctions. // Phys. Lett. A **140**, 251 (1989).

58. A.B. Zorin, S.V. Lotkhov, H. Zangerle, and J. Niemeyer, Coulomb blockade and cotunneling in single electron circuits with on-chip resistors: Towards the implementation of the R pump. // J. Appl. Phys. **88**, 2665 (2000).

59. A.A. Odintsov, V. Bubanja, and G. Scho[°]n, Influence of electromagnetic fluctuations on electron cotunneling. // Phys. Rev. B **46**, 6875 (1992); D.S. Golubev and A.D. Zaikin, Charge fluctuations in systems of mesoscopic tunnel junctions. // Phys. Lett. A **169**, 475 (1992).

60. S.V. Panyukov and A.D. Zaikin, Coulomb blockade and nonperturbative ground-state properties of ultrasmall tunnel junctions. // Phys. Rev. Lett. **67**, 3168 (1991).

61. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, M.N. Savvateev, A.B. Zorin, J. Niemeyer, Noise in SET Transistors of Different Types. // International Conference "Mesoscopic and strongly correlated systems", Abstracts, Chernogolovka, Moscow Region, Russia, July, 33, (2000).

62. V.A. Krupenin, A.B. Zorin, M.N. Savvateev, D.E. Presnov, J. Niemeyer, Single-electron transistor with metalic microstrips instead of tunnel junctions. // J. Appl. Phys., 90 (5), 2411 (2001).

63. V.A. Krupenin, A.B. Zorin, D.E. Presnov, M.N. Savvateev, J. Niemeyer, Metallic single-electron transistor without traditional tunnel barriers. // Physics-Uspekhi (Russia) **44**, Supplement 171(10), 113 (2001).

64. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, M.N. Savvateev, A.B. Zorin, J. Niemeyer, The new approach to the single-electron electrometer design. // Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers of 9th Int. Symposium - Nanostructures: Physics and Technology, St.Petersburg, Russia, 353 (18-20 June 2001).

65. Y.A. Pashkin, Y. Nakamura, J.S. Tsai, Room-temperature Al single-electron transistor made by electron-beam lithography // Applied Physics Letters. **76** (16), 2256 (2000).

66. D.E. Presnov, V.A. Krupenin, N.N. Afanasiev, D.N. Erkhov. Single-electron transistor from highly doped silicon-on-insulator. // The International Conference "Micro- and nanoelectronics – 2005" (ICMNE-2005) Zvenigorod, Moscow region, (3-7 October 2005).

67. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, V.S Vlasenko, N.N. Afanasiev and D.N. Erkhov. Single-electron transistor based on highly doped silicon-on-insulator. // Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers of 14th Int. Symposium - Nanostructures: Physics and Technology, St.Petersburg, Russia, 236-237 (26-30 June 2006).

68. Д.Е. Преснов, С.В. Амитонов, В.С. Власенко, В.А. Крупенин. Одноэлектронный транзистор из высоколегированного кремния на изоляторе. // Радиотехника, **1**, 35 (2014).

69. Д.Е. Преснов, С.В. Амитонов, В.С. Власенко, В.А. Крупенин. Одноэлектронный транзистор из высоколегированного кремния на изоляторе. // Нанотехнологии: разработка, применение — XXI век, **2**, 37 (2014).

70. Д.Е. Преснов, А.С. Трифонов, В.В. Шорохов, И.В. Божьев, В.А. Крупенин, Наноэлектронные структуры на основе кремния на изоляторе. // В сборнике 26-я Международная Крымская конференция «СВЧтехника и телекоммуникационные технологии», г. Севастополь, Крым, Россия, тезисы с. 1438 (4-10 сентября 2016).

71. Д.Е. Преснов, С.В. Амитонов, В.А. Крупенин. Полевой транзистор с каналом-нанопроводом на основе кремния на изоляторе. // Микроэлектроника **41** (5), 364 (2012).

72. В.А. Крупенин, Д.Е. Преснов, В.С. Власенко. Зарядовый шум в одноэлектронном транзисторе из высокодопированного кремния-наизоляторе. // Радиотехника 1, 78-84 (2008).

73. V. Krupenin, D. Presnov, S. Amitonov, K. Rudenko, and V. Rudakov. Suspended silicon single-electron transistor. // In International Conference "Microand Nanoelectronics – 2012". Abstr. Book, P1–39. Moscow-Zvenigorod, Russia, 1-5 October (2012).

74. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, S.V. Amitonov, K.V. Rudenko, V.I. Rudakov, and A.S. Trifonov. Silicon single-electron transistor with suspended island. // In Abstr. of The Seventh General Meeting of ACCMS-VO (Asian Consortium on Computational Material Science – Virtual Organisation), PS–33. IMR, Tohoku University, Sendai and Matsushima, Japan, 23-25 November (2012).

75. В.А. Крупенин, Д.Е. Преснов, В.С. Власенко, С.В. Амитонов. Шумовые характеристики и зарядовая чувствительность одноэлектронного транзистора из высокодопированного кремния на изоляторе. // Сборник материалов

конференции «Ломоносовские чтения - 2008», Москва, Россия, 47-50 (17-22 апреля 2008).

76. D.E. Presnov, S.V. Amitonov, V.I. Rudakov, S.V. Lotkhov, A.B. Zorin, and V.A. Krupenin. Noise properties of SET transistor made from highly doped SOI. // In Intenational Conference "Micro- and Nanoelectronics - 2014", ICMNE 2014, October 6-10, "Ershovo" resort, Moscow - Zvenigorod, Russia, Book of Abstracts, O1–23. Institute of Physics and Technology of the RAS (2014).

77. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, V.S Vlasenko, A.S. Trifonov, S.V. Amitonov. Noise characteristics and charge sensitivity of highly doped SOI based singleelectron transistor versus $Al/AlO_x/Al$ junction based device. // Abstracts of The Third General Meeting of Asian Consortium on Computational Materials Science – Virtual Organization, Matsushima, Japan, PS-26 (16-18 February 2009).

78. В.А. Крупенин, Д.Е. Преснов, С.В. Амитонов, О.В. Снигирев, А.С. Трифонов, Кантилевер с одноэлектронным транзистором для целей зондовой микроскопии. // Патент № 2505823 (2014).

79. M.J. Yoo, T.A. Fulton, H.F. Hess, R.L. Willett, L.N. Dunkleberger,

R.J. Chichester, L.N. Pfeifier and K.W. West, Scanning single-electron transistor microscopy: Imaging individual charges. Science **276** (5312), 579 (1997).

80. H. Sellier, G.P. Lansbergen, J. Caro, S. Rogge, N. Collaert, I. Ferain, M. Jurczak, and S. Biesemans, Transport Spectroscopy of a Single Dopant in a Gated Silicon Nanowire. // Phys. Rev. Lett. **97**, 206805, (2006).

81. L.E. Calvet, R.G. Wheeler, and M.A. Reed, Observation of the Linear Stark Effect in a Single Acceptor in Si. // Phys. Rev. Lett. **98**, 096805, (2007).

82. G.P. Lansbergen, R. Rahman, C.J. Wellard, I. Woo, J. Caro1, N. Collaert, S. Biesemans, G. Klimeck, L.C. Hollenberg and S. Rogge, Gate-induced quantum-confinement transition of a single dopant atom in a silicon FinFET. // Nature Physics 4, 656 (2008).

83. K.Y. Tan, K.W. Chan, M. Möttönen, A. Morello, C. Yang, J. van Donkelaar, A. Alves, J.-M. Pirkkalainen, D.N. Jamieson, R.G. Clark and A.S. Dzurak,

Transport Spectroscopy of Single Phosphorus Donors in a Silicon Nanoscale Transistor. // Nano Lett., **10** (1), 11 (2010).

84. M. Pierre, R. Wacquez, X. Jehl, M. Sanquer, M. Vinet and O. Cueto, Singledonor ionization energies in a nanoscale CMOS channel. // Nature Nanotechnology **5**, 133 (2010).

85. M. Fuechsle, J.A. Miwa, S. Mahapatra, H. Ryu, S. Lee, O. Warschkow, L.C. Hollenberg, G. Klimeck, and M.Y. Simmons, A single-atom transistor. // Nature nanotechnology, **7** (4), 242, (2012).

86. V.V. Shorokhov, D.E. Presnov, S.V. Amitonov, Y.A. Pashkin, V.A. Krupenin, Single-electron tunneling through an individual arsenic dopant in silicon. // Nanoscale **9** (2), 613 (2017).

87. S.A. Dagesyan, V.V. Shorokhov, D.E. Presnov, E.S. Soldatov, A.S. Trifonov, and V.A. Krupenin. Sequential reduction of the silicon single-electron transistor structure to atomic scale. // Nanotechnology, **28**, 225304 (2017).

S.A. Dagesyan, V.V. Shorokhov, D.E. Presnov, E.S. Soldatov, A.S. Trifonov, V.A. Krupenin, O.V. Snigirev. Single-electron transistor with an island formed by several dopant phosphorus atoms. // MOSCOW UNIVERSITY PHYSICS BULLETIN, **72**(5), 474 (2017).

88. D.V. Averin and K.K. Likharev, Chapter 6 - Single electronics: A correlated transfer of single electrons and Cooper pairs in systems of small tunnel junctions. // in Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Mesoscopic Phenomena in Solids, Edited by B.L. Altshuler, P.A. Lee and R.A. Webb, North-Holland, Amsterdam, **30**, 173 (1991).

89. Y.S. Gerasimov, V.V. Shorokhov and O.V. Snigirev, Electron Transport Through Thiolized Gold Nanoparticles in Single-Electron Transistor. // J. Supercond. Novel Magn., 28, 781 (2015).

90. J. Salfi, J.A. Mol, R. Rahman, G. Klimeck, M.Y. Simmons, L.C. Hollenberg and S. Rogge. Quantum simulation of the Hubbard model with dopant atoms in silicon. // Nat. Mater., **13**, 605 (2014).

91. A.B. Zorin, Termocoax ® Cable as the Microwave Frequency Filter for Single Electron Circuits. // Rev. Sci Instruments **66**, 4296 (1995).

92. В.А. Крупенин, А.Б. Паволоцкий, И.Г. Прохорова, О.В. Снигирев, Технология изготовления и характеристики диэлектрических слоев тонкопленочных RC фильтров для джозефсоновских и одноэлектронных устройств. // ЖТФ **22** (2), 19 (1996).

93. J.S. Bendat and A.G. Piersol, Engineering Applications of Correlation and Spectral Analysis. // John Wiley & Sons, New York, Chapter 7 (1980).

94. H. Scherer, V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, T. Weimann, A.B. Zorin, F.-J. Ahlers, J. Niemeyer, H. Wolf. Study of Single-Electron Tunneling Effects using Multi-Transistor Systems. // 190th Meeting of the Electrochemical Society, Inc. Single Electron Nanoelectronics. San-Antonio, Texas, USA, October 6-11, 1996. Meeting Abstracts, **96-2**, 571 (1996).

95. D. Jackson, Classical Electrodynamics. // John Wiley & Sons, New York, p.28 (1965).

96. A.J. Manninen, J.P. Pekola, Background Charge Fluctuations in SETtransistors. // Proceedings of the 21st International Conference on Low Temperature Physics, Czech. J. Phys. **46-S4**, 2293 (1996).

97. H. Wolf, F.-J. Ahlers, J. Niemeyer, H. Scherer, T. Weimann, A.B. Zorin, V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, D.E. Presnov, Noise investigation on SET devices. // EUROMET Meeting on Single Electron Tunneling (SET) and Quantum Current Standards, Germany, Braunschweig, (1996).

98. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, M.N. Savvateev, H. Scherer, J. Niemeyer and A.B. Zorin, Low Noise Single Electron Tunneling Transistor of Sandwich Type. // Trilateral German-Russian-Ukrainian Sem. on High Temp. Supercond., Nizhny Novgorod, p. 64 (11-15 September 1997).

99. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, M.N. Savvateev, A.B. Zorin, H. Scherer, Noise in metallic SET transistor with an island isolated from substrate. // Int. Conference "Nanostructures: physics and technology". Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers., St. Petersburg, Russia, 477 (1997).
100. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, M.N. Savvateev, H. Scherer, A.B. Zorin and J. Niemeyer, Low Noise Single Electron Transistors of Stacked Design. // Conference on Precision Electromagnetic Measurements CPEM'98, Washington, DC, ed. by T.L. Nelson, 140 (6-10 July 1998).

101. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, M.N. Savvateev, H. Scherer, A.B. Zorin and J. Niemeyer, The Role of Dielectric Substrate in the Noise Figure of Single-Electron Transistors. // Trilateral German-Russian-Ukrainian Seminar on High Temp. Supercond., Göttingen, Germany, p. 66 (28-30 September, 1998).

102. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, M.N. Savvateev, H. Scherer, A.B. Zorin,J. Niemeyer, Noise in Al Single Electron Transistors of Stacked Design. // J. Appl.Phys. 84, 3212 (1998).

103. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, M.N. Savvateev, H. Scherer, A.B. Zorin and J. Niemeyer, Noise in metallic SET transistors of the different contact area between their islands and a substrate. // Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers of 6th Int. Symposium - Nanostructures: Physics and Technology, St.Petersburg, Russia, 500 (22-26 June 1998).

104. V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, D.E. Presnov, Modified nanotechnology for fabrication of complex single-electron devices. // Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers of International Symposium - Nanostructures: Physics and Technology, St.Petersburg, Russia, 354 (26-30 June 1995).

105. В.А. Крупенин, С.В. Лотхов, Д.Е. Преснов, Факторы нестабильности одноэлектронной памяти при низких температурах в структурах типа Al/AlO_x/Al. // ЖЭТФ, **111**, 344 (1996).

V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, and D.E. Presnov. Instability of single-electron memory at low temperatures in Al/AlO_x/Al structures. // JETP, **84** (1), 190 (1997).

106. T.M. Eiles, G. Zimmerli, H.D. Jensen, and J. M. Martinis, Thermal enhancement of cotunneling in ultra-small tunnel junctions. // Phys. Rev. Lett. **69** (1), 148 (1992).

107. R.L. Kautz, G. Zimmerli, and J. M. Martinis, Self-heating in the coulombblocade electrometr. // J. Appl. Phys. **73** (5), 2386 (1993).

253

108. C.T. Rogers and R.A. Buhrman, Composition of 1/f Noise in Metal-Insulator-Metal Tunnel Junctions. // Phys. Rev. Lett. **53**, 1272 (1984); Nature of Single-Localized-Electron States Derived from Tunneling Measurements. // Phys. Rev. Lett. **55**, 859 (1985).

109. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, A.B. Zorin, J. Niemeyer, A Very Low Noise Single Electron Electrometer of Stacked-Junction Geometry. // Physica B, **284**, 1800 (2000).

110. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, A.B. Zorin and J. Niemeyer, Improvement of Al SET electrometer characteristics. // Abstracts of European Meeting on the Technology and Application of SET-Devices, PTB Braunschweig, Germany, 2000, 15 (5-6 June 2000).

111. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, A.B. Zorin and J. Niemeyer "A Very Low Noise Single Electron Electrometer of Stacked-Junction Geometry". // 22nd Int. Conf. on Low Temp. Physics, Espoo and Helsinki, Finland (4-11 August 1999).

112. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, A.B. Zorin and J. Niemeyer, Single Electron Transistors of Stacked Geometry. // Electron Transport in Mesoscopic Systems, Satellite conference to LT22, Göteborg, Sweden, p. 41 (12-15 August 1999).

113. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, A.B. Zorin and J. Niemeyer, Single electron transistor of stack design as ultrasensitive electrometer. // Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers of 7th Int. Symposium - Nanostructures: Physics and Technology, St.Petersburg, Russia, 454 (14-18 June 1999).

114. В.А. Крупенин, Д.Е. Преснов, А.Б. Зорин, С.А. Васенко, Ю. Нимайер, Проблема флуктуаций фонового заряда в металлических одноэлектронных транзисторах и ее возможное решение. // Нелинейный Мир, **3** (1-2) 27, (2005).

115. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Теоретическая Физика. т. 8:Электродинамика сплошных сред. // М: Наука, (1992).

116. H. Wolf, F.-J. Ahlers, J. Niemeyer, H. Scherer, T. Weimann, A.B. Zorin, V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, D.E. Presnov, Investigation of the offset charge noise in single electron tunneling devices. // IEEE Trans. on Instr. & Meas., 46, 303 (1997).

254

117. V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, H. Scherer, Th. Weimann, F.-J. Ahlers, J. Niemeyer, H. Wolf and A.B. Zorin, Sensing of Dynamic Charge States Using Coupled Single Electron Tunneling Devices. // Abstracts leaflet PHASDOM 97 (Phantoms Strategic Domain Meetings. Physics and Technology of Mesoscopic Systems. Aachen (10-13 March 1997).

118. V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, H. Scherer, Th. Weimann, A.B. Zorin, F.-J. Ahlers, J. Niemeyer and H. Wolf, Probing of Nonequilibrium Charge States Using Coupled Single Electron Tunneling Devices. // Workshop on Fundamental Aspects of Applications of Single Electron Devices, Lyngby, Denmark p.22 (24-26 July 1997).

119. V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, H. Scherer, T. Weimann, A.B. Zorin, F.-J. Ahlers, J. Niemeyer and H. Wolf, Interaction Effects in Coupled Single Electron Tunneling Devices. // Trilateral German-Russian-Ukrainian Sem. on High Temp. Supercond. Nizhny Novgorod, p. 63 (11-15 September 1997).

120. V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, H. Scherer, T. Weimann, A.B. Zorin, F.-J. Ahlers, J. Niemeyer, H. Wolf, Sensing of dynamic charge states using coupled single electron tunneling devices. // International Conference "Mesoscopic and strongly correlated systems", Abstracts, Chernogolovka, Moscow Region, Russia, p. 25 (16-23 June 1997).

121. В.А. Крупенин, С.В. Лотхов, Х. Шерер, Т. Вайманн, А.Б. Зорин, Ф.-Й. Алерс, Й. Нимайер, Х. Вольф, Зондирование динамических зарядовых состояний с помощью одноэлектронных тупнельных транзисторов. // УФН 168 (2), 219 (1998).

122. V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, H. Scherer, Th. Weimann, A.B. Zorin, F.-J. Ahlers, J. Niemeyer, H. Wolf, Charging and Heating Effects in a System of Coupled Single-electron Devices. // Phys. Rev. B **59**, (16), 10778 (1999).

V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, H. Scherer, A.B. Zorin, F.J. Ahlers, J. Niemeyer and H. Wolf, Sensing of Dynamic Charge States Using Single-Electron Tunneling Transistors. // Physics-Uspekhi (Russia) **41**, 204 (1998).

123. Yu.V. Nazarov, Measurement of discrete charge in the systems of ultra-small tunnel junctions. // J. Low Temp. Phys. **90**, 77 (1993).

124. P. Lafarge, H. Pothier, E.R. Williams, D. Esteve, C. Urbina, and M.H. Devoret, Direct observation of macroscopic charge quantization. // Z. Phys. B **85**, 327 (1991).

125. G.L. Ingold and Y.V. Nazarov, Charge Tunneling Rates in Ultrasmall Junctions. // in: Single Charge Tunneling, edited by H. Grabert and M.H. Devoret, NATO ASI Series B 294, Plenum, New York, Chapter 7, 21 (1992).

126. D.V. Averin and Yu.V. Nazarov, Virtual electron diffusion during quantum tunneling of the electric charge. // Phys. Rev. Lett. **65**, 2446 (1990).

127. A.B. Zorin, V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, J. Niemeyer, D.E. Presnov, H. Scherer, H. Wolf, F.- J. Ahlers, T. Weimann, Detection of the single-electron tunneling noise using Coulomb blockade electrometer. // Czech. J. Phys. **46-S4**, 2281 (1996).

128. J.P. Kauppinen and J.P. Pekola, Electron-phonon heat transport in arrays of Al islands with submicrometer-sized tunnel junctions. // Phys. Rev. B **54**, R8353 (1996).

129. R.C. Zeller and R.O. Pohl, Thermal Conductivity and Specific Heat of Noncrystalline Solids. // Phys. Rev. 4, 2029 (1971).

130. P. Delsing, D.B. Haviland, and P. Davidson, Capacitively Coupled 1D-Arrays os small Tunnel Junctions. // Czech. J. Phys. **46**, 2359 (1996).

131. M. Matters, J.J. Versluys, and J.E. Mooij, Electron-hole transport in capacitively coupled 1D arrays of small tunnel junctions. // Phys. Rev. Lett. **78**, 2469 (1997).

132. J.P. Pekola, K.P. Hirvi, J.P. Kauppinen, and M.A. Paalanen, Thermometry by Arrays of Tunnel Junctions. // Phys. Rev. Lett. **73**, 2903 (1994).

133. W.C. Zhang, N.J. Wu, T. Hashizume and S. Kasai, Multiple-Valued Logic Gates Using Asymmetric Single-Electron Transistors. // 2009 39th International Symposium on Multiple-Valued Logic, Naha, Okinawa, 337 (21-23 May 2009).

134. S.A. Gurvitz, G.P. Berman, Single qubit measurements with an asymmetric single-electron transistor. // Phys. Rev. B, **72**, 073303 (2005).

135. J. Weis, R.J. Haug, K. von Klitzing, K. Ploog, Single-electron tunnelling transistor as a current rectifier with potential-controlled current polarity. // Semiconductor Science and Technology, **10** (6), 877 (1995).

136. C. Walliser // Ph. D. thesis: In Forschungszentrum Karlsruhe. GmbH. (2002).

137. Y.A. Pashkin, Y. Nakamura, J.S. Tsai, Metallic resistively coupled singleelectron transistor. // Applied Physics Letters, **74** (1), 132 (1999).

138. S.V. Lotkhov, A. Kemppinen, S. Kafanov, J.P. Pekola, and A.B. Zorin, Pumping properties of the hybrid single-electron transistor in dissipative environment. // Journal of Applied Physics, **95**(11), 112507 (2009).

139. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, V.O. Zalunin, S.A. Vasenko and A.B. Zorin, Strongly Asymmetric SET transistor as zero-biased electrometer. // Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers of 12th Int. Symposium - Nanostructures: Physics and Technology, St.Petersburg, Russia, 186-187, (21-25 June 2004).

140. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, V.O. Zalunin, S.A. Vasenko, A.B. Zorin, Strongly asymmetric single-electron transistor operating as zero-biased electrometer. // JETP Letters, **82** (2), 77 (2005).

141. V.A. Krupenin, D.E. Presnov, V.O. Zalunin, S.A. Vasenko and A.B. Zorin, Single-electron electrometer with strongly asymmetric tunnel junctions. // The International Conference "Micro- and nanoelectronics – 2005" (ICMNE-2005) Zvenigorod, Moscow region, (3-7 October 2005).

142. K.K. Likharev, Single-electron transistors: Electrostatic analogs of the DC SQUIDS. // IEEE Trans. Magn., 23, 1142 (1987).

143. V.A. Krupenin, V.O. Zalunin, A.B. Zorin, The peculiarities of single-electron transport in chromium granular films. // Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers of The International Conference "Nano and Giga Challenges in Microelectronics", Cracow, Poland, 279, (13-17 September 2004).

144. V.A. Krupenin, V.O. Zalunin, A.B. Zorin, The peculiarities of single-electron transport in granular Cr films. // Microelectronic Engineering **81** (2-4), 217 (2005).

145. C. Gorter, A possible explanation of the increase of the electric resistance of thin metal films at low temperatures and small field strength. // Physica, **15** (8), 777 (1951).

146. C.A. Neugebauer, M.B. Webb, Electrical Conduction Mechanism in Ultrathin, Evaporated Metal Films // Journal of Applied Physics, **33** (1), 74 (1962).

147. C.-H. Lin, G. Wu, Hopping conduction in granular metals. // Physica B: Condensed Matter, **279** (4), 341 (2000).

148. T. Chui, G. Deutscher, P. Lindenfeld, W.L. McLean, Conduction in granular aluminum near the metal-insulator transition. // Phys. Rev. B, **23**, 61175 (1981).

149. K. Elteto, X.-M. Lin, H.M. Jaeger, Electronic transport in quasi-onedimensional arrays of gold nanocrystals. // Phys. Rev. B., **71**, 205412 (2005).

150. В.О. Залунин, В.А. Крупенин, С.А. Васенко, А.Б. Зорин, Моделирование одноэлектронных транспортных процессов в тонких гранулированных хромовых пленках. // Письма в "Журнал экспериментальной и теоретической физики", **91** (8) 436 (2010).

151. N.S. Bakhvalov, G.S. Kazacha, K.K. Likharev, S.I. Serdyukova, Statics and dynamics of single-electron solitons in two-dimensional arrays of ultrasmall tunnel junctions. // Physica B: Condensed Matter, **173** (3), 319 (1991).

152. Н.С. Бахвалов, Г.С. Казача, К.К. Лихарев, С.И. Сердюкова,
Одноэлектронные солитоны в одномерных туннельных структурах. // ЖЭТФ,
95 (3), 1010 (1989).

153. A.N. Korotkov, M.R. Samuelsen, S.A. Vasenko, Effects of overheating in single electron transistor. // J. Appl. Phys, **76**, 3623 (1994).

154. K. Nakazato, R.J. Blaikie, H. Ahmed, Single□electron memory. //J.Appl.Phys. 75 (10), 5123 (1994).

155. J.E. Lukens, P.D. Dresselhaus, Siyuan Han, L. Ji, K.K. Likharev, W. Zheng, Comparison of single electron traps in the superconducting and normal states. // Physica B **203** (3-4), 354 (1994).

156. J.M. Martinis and M. Nahum, Effect of environmental noise on the accuracy of Coulomb-blockade devices. // Phys.Rev. B **48**, 18316 (1993).

157. C.L. Jones, A. Usher, M. Elliott, W.G. Herrenden-Harker, A. Potts,

R. Shepherd, T.S. Cheng, C.T. Foxon, Contactless detection of current breakdown of the quantum Hall effect. // Solid State Commun. **97** (9), 763 (1996).

158. M.P. Schwarz, M.A. Wilde, S. Groth, D. Grundler, Ch. Heyn, and D. Heitmann, Sawtoothlike de Haas–van Alphen oscillations of a two-dimensional electron system. // Phys. Rev. B **65**, 245315 (2002).

159. J.P. Watts, A. Usher, A.J. Matthews, M. Zhu, M. Elliott, W.G. Herrenden-Harker, P.R. Morris, M.Y. Simmons, and D.A. Ritchie, Current Breakdown of the Fractional Quantum Hall Effect through Contactless Detection of Induced Currents. // Phys. Rev. Lett. **81**, 4220 (1998).

160. T. Klaffs, D. Presnov, V.A. Krupenin, J. Weis, and F.J. Ahlers, Hysteresis effects due to eddy currents in the integer quantum Hall regime probed by an SET-electrometer. // ASDAM '02 - The Fourth International Conference on Advanced Semiconductor Devices and Microsystems, Smolenice Castle, Slovakia, 337 (14–16 October 2002).

161. T. Klaffs, D. Presnov, V.A. Krupenin, J. Weis, and F.J. Ahlers, Hysteresis of the electrical potential in the integer quantum Hall regime probed by an SET-electrometer. // 15th International Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics, Oxford, UK, (5-9 August 2002).

162. T. Klaffs, V.A. Krupenin, J. Weis, F.J. Ahlers, Eddy currents in the integer quantum Hall regime spatially resolved by multiple single-electron transistor electrometers. // Physica E 22 (1-3), 737 (2004).

163. T. Klaffs, D.E. Presnov, **V.A. Krupenin**, et al. Hysteresis effects due to eddy currents in the integer quantum hall regime probed by an SET-electrometer. // ASDAM '02, CONFERENCE PROCEEDINGS, 337 (2002).

164. Y.Y. Wei, J. Weis, K. v. Klitzing, and K. Eberl, Edge Strips in the Quantum Hall Regime Imaged by a Single-Electron Transistor. // Phys. Rev. Lett. **81**,1674 (1998).

165. D.B. Chklovskii, B.I. Shklovskii, and L.I. Glazmanet, Electrostatics of edge channels. // Phys. Rev. B 46, 4026 (1993).

166. K. Lier, R.R. Gerhardts, Self-consistent calculations of edge channels in laterally confined two-dimensional electron systems. // Phys. Rev. B 50, 7757 (1994).

167. E. Ahlswede, P. Weitz, J. Weis, K. v. Klitzing, K. Eberl, Hall potential profiles in the quantum Hall regime measured by a scanning force microscope. // Physica B **298**, 562 (2001).

Список работ по теме диссертации

в журналах Scopus, WoS, RSCI

A1 Krupenin V.A., Lotkhov S.V., Vyshenskii S.V., Photo and electron-beam lithography sharing common stencil. // Journal of vacuum science & technology B **11** (6) 2132 (1993).

А2 Крупенин В.А., А.Б.Паволоцкий, И.Г.Прохорова, О.В.Снигирев, Технология изготовления и характеристики диэлектрических слоев тонкопленочных RC фильтров для джозефсоновских и одноэлектронных устройств // Письма в ЖТФ **2**, 19 (1996).

V.A. Krupenin, A.B. Pavolotskii, I.G. Prokhorova, O.V. Snigirev. Technology of manufacturing and characteristics of dielectrical layers of thin-film RC filters for Josephson and monoelectron devices. // Pisma v zhurnal tekhnicheskoi fiziki **22(2)**, 19 (1996).

A3 A.B. Zorin, F.-J. Ahlers, J. Niemeyer, T. Weimann, H. Wolf, S.V. Lotkhov, **Krupenin V.A.**, Background charge noise in metallic single-electron tunneling devices. // Phys. Rev. B, **53**, 13682 (1996).

A4 A.B. Zorin, **Krupenin V.A.**, S.V. Lotkhov, J. Niemeyer, D.E. Presnov, H. Scherer, H. Wolf, F.- J. Ahlers, T. Weimann, Detection of the single-electron

tunneling noise using Coulomb blockade electrometer. // Czechoslovac Journal of Physics, **46-Suppl**., 2281 (1996).

A5 Krupenin V.A., S. V. Lotkhov, D. E. Presnov, A. B. Zorin, F.-J. Ahlers, J. Niemeyer, H. Scherer, T. Weimann, H. Wolf, Charge state instabilities in the single-electron trap. // Czechoslovac Journal of Physics, **46-Suppl.**, 2283 (1996).

А6 Крупенин В.А., С. В. Лотхов, Д. Е. Преснов, Факторы нестабильности одноэлектронной памяти при низких температурах в структурах типа Al/AlO_x/Al. // ЖЭТФ 111 (1), 344 (1996).

V. A. Krupenin, S. V. Lotkhov, and D. E. Presnov. Instability of single-electron memory at low temperatures in $Al/AlO_x/Al$ structures. JETP, **84**(1), 190 (1997).

А7 Д. Е. Преснов, **Крупенин В.А.,** С. В. Лотхов, Одноэлектронные структуры на основе сверхмалых туннельных переходов Al/AlO_x/Al: технология изготовления, экспериментальные результаты. // УФН **166(8)**, 906 (1996).

D.E. Presnov, V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, Single-electron structures of supersmall Al/AlOx/Al tunnelling junctions: manufacturing techniques and experimental results. // Physics Uspekhi, **39**(8), 847 (1996).

A8 T. Weimann, H. Wolf, H. Scherer, **Krupenin V.A.**, J. Niemeyer, Metallic single electron devices fabricated using a multilayer technique. // Appl. Phys. Lett., **71**, 713 (1997).

A9 H. Wolf, F.-J. Ahlers, J. Niemeyer, H. Scherer, T. Weimann, A.B. Zorin, **Krupenin V.A.**, S.V. Lotkhov, D.E. Presnov, Investigation of the offset charge noise in single electron tunneling devices. // IEEE Trans. on Instr. & Meas., **46** (2), 303 (1997).

А10 Крупенин В.А., С. В. Лотхов, Ю.А. Пашкин, Д. Е. Преснов, Экспериментальное исследование зарядовых эффектов в сверхмалых туннельных переходах. // УФН **167**(5), 566 (1997).

V. A. Krupenin, S. V. Lotkhov, Y. A. Pashkin, and D. E. Presnov. An experimental study of charge effects in ultrasmall tunnel junctions. Physics Uspekhi, **40**(5), 542 (1997).

A11 Th. Weimann, H. Scherer, H. Wolf, **V.A. Krupenin** and J. Niemeyer, A New Technology for Metallic Multilayer Single Electron Tunneling Devices. // Microelectronic Engineering, **41**(42), 559 (1998).

А12 Крупенин В.А., С.В. Лотхов, Х. Шерер, Т. Вайманн, А.Б. Зорин, Φ.-Й. Алерс, Й. Нимайер, Х. Вольф, Зондирование динамических зарядовых состояний с помощью одноэлектронных туннельных транзисторов. // УФН **168** (2), 219 (1998).

V.A. Krupenin, S.V. Lotkhov, H. Scherer, A.B. Zorin, F.J. Ahlers, J. Niemeyer and H. Wolf, Sensing of Dynamic Charge States Using Single-Electron Tunneling Transistors. // Physics-Uspekhi (Russia) **41**, 204 (1998).

A13 A.B. Zorin, Yu.A. Pashkin, Krupenin V.A., H. Scherer, Coulomb Blockade Electrometer Based on Single Cooper Pair Tunneling. // Applied Superconductivity (Elsevier) 6 (7-9), 453 (1998).

A14 Krupenin V.A., D.E. Presnov, M.N. Savvateev, H. Scherer, A.B. Zorin, J. Niemeyer, Noise in Al Single Electron Transistors of Stacked Design. // J. Appl. Phys. **84**(6), 3212 (1998).

A15 Krupenin V.A., S.V. Lotkhov, H. Scherer, Th. Weimann, A.B. Zorin, F.-J. Ahlers, J. Niemeyer, H. Wolf, Charging and Heating Effects in a System of Coupled Single-electron Devices. // Phys. Rev. B **59**(16), 10778 (1999).

A16 A.B. Zorin, S.V. Lotkhov, Yu.A. Pashkin, **Krupenin V.A.**, H. Zangerle, Th. Weimann, H. Scherer, J. Niemeyer, Highly Sensitive Electrometers based on Single Cooper Pair Tunneling. // Journal of Superconductivity (Plenum) **12**(6), 747 (1999).

A17 Krupenin V.A., D.E. Presnov, A.B. Zorin, J. Niemeyer, Aluminum Single Electron Transistors with Islands Isolated from the Substrate. // J. Low Temp. Phys. **118**(5-6), 287 (2000).

A18 Krupenin V.A., D.E. Presnov, A.B. Zorin, J. Niemeyer, A Very Low Noise Single Electron Electrometer of Stacked-Junction Geometry. // Physica B, 284, 1800 (2000).

A19 V.A. Krupenin, A.B. Zorin, M.N. Savvateev, D.E. Presnov, J. Niemeyer, Single-electron transistor with metallic microstrips instead of tunnel junctions. // J. Appl. Phys., 90 (5), 2411 (2001).

A20 T. Weimann, H. Scherer , V.A. **Krupenin** et al., Four-angle evaporation method for the preparation of single electron tunneling devices. // Microelectronic Engineering, **57**(8), 915 (2001).

A21 V.A. Krupenin, A.B. Zorin, D.E. Presnov, M.N. Savvateev, J. Niemeyer, Metallic single-electron transistor without traditional tunnel barriers. // Physics-Uspekhi (Russia) **44**, Supplement 171(10), 113 (2001).

A22 Klaffs T., **Krupenin V.A.**, Weis J, et al, Eddy currents in the integer quantum Hall regime spatially resolved by multiple single-electron transistor electrometers. // Physica E **22** (1-3), 737 (2004).

A23 V.A. Krupenin, D.E. Presnov, V.O. Zalunin, S.A. Vasenko, A.B. Zorin, Strongly asymmetric single-electron transistor operating as zero-biased electrometer. // Письма в ЖЭТФ, **82**(2), 77 (2005).

V.A. Krupenin, D.E. Presnov, V.O. Zalunin, S.A. Vasenko, A.B. Zorin, Strongly asymmetric single-electron transistor operating as zero-biased electrometer. // JETP Letters, **82**(2), 82 (2005).

A24 Krupenin V.A., Zalunin V.O., Zorin A.B. The peculiarities of singleelectron transport in granular Cr films. // Microelectronic Engineering **81** (2-4), 217 (2005). **А25 В.А. Крупенин**, Д.Е. Преснов, В.С. Власенко. Зарядовый шум в одноэлектронном транзисторе из высокодопированного кремния-на-изоляторе. // Радиотехника, **1**, 78-84 (2008).

А26 В.О. Залунин, **В.А. Крупенин**, С.А. Васенко, and А.Б. Зорин. Моделирование одноэлектронных транспортных процессов в тонких гранулированных хромовых пленках. // Письма в ЖЭТФ, **91**(8) 436 (2010).

V.O. Zalunin, V.A. Krupenin, S.A. Vasenko, and A.B. Zorin. Simulation of single-electron transport processes in thin granulated chromium films. // JETP Letters, **91**(8) 402 (2010).

А27 Д.Е. Преснов, С.В. Амитонов, В.С. Власенко, В.А. Крупенин. Одноэлектронный транзистор из высоколегированного кремния на изоляторе. // Радиотехника, **1**, 35 (2014).

D. E. Presnov, S. V. Amitonov, V.S Vlasenko, V. A. Krupenin. Set transistor from highly doped silicon on insulator. // Journal Radioengineering, 1, 35 (2014).

A28 S. A. Dagesyan, V. V. Shorokhov, D. E. Presnov, E. S. Soldatov, A. S. Trifonov, and **V. A. Krupenin**. Sequential reduction of the silicon singleelectron transistor structure to atomic scale. // Nanotechnology, **28**, 225304 (2017).

A29 V. V. Shorokhov, D. E. Presnov, S. V. Amitonov, Yu A. Pashkin, and V. A. Krupenin. Single-electron tunneling through an individual arsenic dopant in silicon. // Nanoscale, 9, 613 (2017).

А30 С. А. Дагесян, В. В. Шорохов, Д. Е. Преснов, Е. С. Солдатов, А. С. Трифонов, В. А. Крупенин, and О. В. Снигирёв. Одноэлектронный транзистор с островом из нескольких примесных атомов фосфора. *Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия*, **5**, 32 (2017).

S.A. Dagesyan, V.V. Shorokhov, D.E. Presnov, E.S. Soldatov, A.S. Trifonov, **V.A. Krupenin,** O.V. Snigirev. Single-electron transistor with an island formed

by several dopant phosphorus atoms. // MOSCOW UNIVERSITY PHYSICS BULLETIN, **72**(5), 474 (2017).

в журналах, включенных в списки ВАК

Б1 В.А. Крупенин, Д.Е. Преснов, А.Б. Зорин, С.А. Васенко, Ю. Нимайер, Проблема флуктуаций фонового заряда в металлических одноэлектронных транзисторах и ее возможное решение. // Нелинейный Мир, **3**(1-2) 27 (2005).

Б2 Д.Е. Преснов, С.В. Амитонов, В.С. Власенко, **В.А. Крупенин**. Одноэлектронный транзистор из высоколегированного кремния на изоляторе. // Нанотехнологии: разработка, применение — XXI век, **2**, 37 (2014).

D. E. Presnov, S. V. Amitonov, V.S Vlasenko, V. A. Krupenin. Set transistor from highly doped silicon on insulator. // Journal Nanotechnology: development and applications - XXI Century, **2**, 37 (2014).

статьи в сборниках Scopus, WoS, RSCI

B1 F.-J. Ahlers, **V.A. Krupenin**, S.V. Lotkhov, J. Niemeyer, D.E. Presnov, H. Scherer, Th. Weimann, H. Wolf and A.B. Zorin, Investigation of the Offset Charge Noise in Single Electron Tunneling Devices. // Conference on Precision Electromagnetic Measurements CPEM'96, Braunschweig, Germany. Conf. Digest, ed. by A.Braun, 507 (1996).

B2 V.A. Krupenin D.E. Presnov, M.N. Savvateev et al. Low noise single electron transistors of stacked design. // CONFERENCE ON PRECISION ELECTROMAGNETIC MEASUREMENTS (CPEM 98), WASHINGTON, D.C., DIGEST, 140 (1998).

B3 T. Klaffs, D.E. Presnov, **V.A. Krupenin**, et al. Hysteresis effects due to eddy currents in the integer quantum hall regime probed by an SET-electrometer. // 4th International Conference on Advanced Semiconductor Devices and Microsystems (ASDAM '02), SMOLENICE CASTLE, SLOVAKIA, CONFERENCE PROCEEDINGS, 337 (2002).

патент

П1 Крупенин В.А., Преснов Д.Е., Амитонов С.В., Снигирев О.В., Трифонов А.С. Кантилевер с одноэлектронным транзистором для целей зондовой микроскопии. // Патент, номер 2505823, дата публикации патента: 27 января 2014 г.